

1. 「Si基板上GaAs系面発光レーザに関する研究」

第 1 章

序論

1-1. はじめに

高精細な画像伝送の需要やインターネットの爆発的な普及など、世はまさに大量の情報やりとりするマルチメディア時代に突入した。これを支えることができるのは、光ファイバをベースとした通信ネットワーク技術、及び光ディスク技術である。伝送路に要求される容量が飛躍的に伸びつつある現状において、長距離の伝送技術として光ファイバ伝送がこれに応える形で発展してきている。現在 10Gbit/s クラスの波長多重伝送システムの建設が進んでいるところであり、今後 10Gbit/s クラス以上の伝送システムの研究・開発が活発化されると考えられ、光源として用いられる半導体レーザの高信頼化が進むことが期待されている^[1]。また CD (Compact Disk) と同じディスクサイズで、一面あたり CD の約 7 枚分に相当する 4.7G バイトの容量を持つ DVD (Digital Versatile Disk)-ROM、及び DVD-RAM の商品化もスタートし、その光ピックアップとして用いられる短波長半導体レーザの開発が進められている。

このように、光通信技術・光ディスク技術の進展の陰には半導体レーザ技術の進展がある。1962 年に GaAs を用いた半導体レーザの発振に成功して以来、半導体レーザは急速に発展してきた。その中でも、1977 年に東京工業大学の Iga 等によって提案された^[2]、共振器自体が基板と垂直方向に形成される垂直共振器型面発光レーザ (VCSEL ; Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) は、単一波長動作、高密度 2 次元アレイが可能という点で従来の端面発光レーザより優れた構造的特徴を有し、その微

少共振器構造から極低閾値動作など、端面発光レーザを凌駕する動作特性が期待され、近年における半導体レーザ研究の主流となっている。垂直共振器型面発光レーザは基板と垂直にレーザ光を射出する構造であるため、並列光情報処理への応用が可能である。このため、信号の伝送を電子ではなく光で行う、光インターコネクション実現のキーデバイスとして期待されている。

さらに、半導体微細加工技術やパターン描写技術の進展により、現在では1000万個ものトランジスタの集積が可能となっている Si 基板上に、発光機能及び高速応答性に優れた GaAs 等の化合物半導体を形成することにより、電子デバイスと光デバイスを融合させた光電子集積回路(OEIC ; Opto-Electronic Integrated Circuit)の実現が期待されている。Si 基板上に GaAs 系化合物半導体を形成する際、Si と GaAs の物性定数の違い(表 1.1 参照)から、Si 基板上に高品質の GaAs 結晶成長膜を得ることは非常に困難である(3-3 節において詳しく述べる)。しかしながら Si 基板上 GaAs 系デバイスにおいて多数の研究がなされ、現在では Si 基板上端面発光半導体レーザにおいては室温連続発振が達成されている^[3]。

Si 基板上に GaAs 系材料を用いた面発光レーザを作製することにより、OEIC 用発光素子として有用なデバイスを実現することが可能となる。本研究では上述したような利点を有する Si 基板上 GaAs 系面発光レーザに関する研究を行った。この研究により得られた結果を本論文に記す。

1-2. 本論文の構成

本論文は7章構成になっており、第2章では面発光レーザの特徴及び動作原理について理論解析を交えながら述べ、第3章では本研究で用いた結晶成長法であるMOCVD法について述べる。また、Si基板上にGaAsをヘテロエピタキシャル成長させるときに発生する問題について取り挙げ、その改善法について述べる。第4章では面発光レーザの特性を決定する重要な要素である反射鏡、特にここでは光出射側反射鏡の反射率特性の改善に向け誘電体多層膜反射鏡を作製し、その得られた特性について述べる。第5章では面発光レーザの基板側反射鏡である半導体多層膜反射鏡の反射率特性の改善に向けて行った、熱サイクルアニーリング(TCA ; Thermal Cycle Annealing)を導入することによる Si 基板上 GaAs の表面モフォロジーの改善効果につ

いて述べる。第 6 章では Si 基板上 GaAs の表面を研磨して表面モフォロジーを改善することにより、半導体多層膜反射鏡の反射率特性の改善を目指した、化学機械研磨 (CMP ; Chemical Mechanical Polishing) を導入して作製した Si 基板上 GaAs 及び Si 基板上半導体多層膜反射鏡の特性について述べる。第 7 章では本研究で得られた成果をまとめ、総括とする。

表 1.1 Si 及び GaAs の物性定数

	Si	GaAs
結晶構造	ダイヤモンド	閃亜鉛鉱
遷移型	間接遷移型	直接遷移型
格子定数 (nm)	0.5431	0.56533
バンドギャップ (eV at 300K)	1.12	1.424
密度 (g/cm ³)	2.329	5.36
電子移動度 (m ² /Vs)	0.135	0.86
正孔移動度 (m ² /Vs)	0.048	0.04
熱膨張係数 (×10 ⁻⁶ K ⁻¹)	2.59	6.4
熱伝導係数 (W/cmK)	1.5	0.54
臨界せん断応力 (×10 ² N/cm ²)	1.85	0.58

参考文献

- [1] レーザー学会 : レーザ応用に関する 47 章 (オプトエレクトロニクス社)
- [2] 伊賀 健一, 小山 二三夫 : 面発光レーザ (オーム社)
- [3] T. Egawa, H. Tada, Y. Kobayashi, T. Soga, T. Jimbo and M. Umeno : *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1179 (1990)

第 2 章

面発光レーザーの特徴及び動作原理

2-1. はじめに

この章では面発光レーザーの中でも多数の長所を持ち、本研究でも採用している垂直共振器型面発光レーザーを取り挙げ、その特徴及び動作原理を理論的解析を含めて述べる。また、良好な反射率特性が得られるため多くの面発光レーザーにおいて採用され、面発光レーザーの特性に大きな影響を及ぼす多層膜反射鏡の原理についても述べる。

2-2. 面発光レーザーの特徴

基板と垂直方向に光を射出する面発光レーザーは、従来の端面発光レーザーと同様に基板面と平行に共振器を構成し、モノリシックに形成した回折格子^{[1],[2]}や 45° 反射鏡^[3]を用いる構造と、基板面と垂直方向に共振器を形成した垂直共振器型面発光レーザーの大きく 2 つに区分できる。表 2.1 にそれぞれの共振器構造の特徴を示す。前者においては端面発光レーザーの技術が利用可能であり、半導体微細加工技術等の発展に伴い、出力及び閾値電流密度の面では良好な特性が報告されている^[4]。しかしながら、2次元の集積化が共振器長(数百 μm)により制限され、またその長さが発振波長に比べて非常に大きいために、モードの安定性や波長の制御性に問題があるといった端面発光レーザーの問題点もそのまま継承してしまう。これらの問題を解決する構造として提案されたのが後者の垂直共振器型面発光レーザーである。この構造において共振器長は数

表 2.1 面発光レーザにおける共振器構造の特徴

	垂直共振器構造	水平共振器構造
レーザ特性	<ul style="list-style-type: none"> ・狭出射ビーム ・単一波長動作 ・極低閾値動作 	<ul style="list-style-type: none"> ・制作が容易 ・端面発光型レーザの技術が利用可能 ・特性が反射鏡の面精度、角度に依存 ・ビーム広がり角が大きい
2次元アレイ	<ul style="list-style-type: none"> ・密度、面内配置の自由度が大きい 	<ul style="list-style-type: none"> ・共振器長により制限 ・モジュール化容易
3次元アレイ	<ul style="list-style-type: none"> ・積層集積化が可能 	<ul style="list-style-type: none"> ・積層集積化は困難

百 nm(1 波長分)～数 μm と端面発光レーザと比較して非常に短くなるため、レーザ発振に至るには 99% 程度の非常に高い反射率を有する反射鏡が必要となるが、その特徴的な構造から次のような長所を有する^[5]。

- (1) 微少活性領域により、極低閾値動作が可能
- (2) 極短共振器構造により、単一波長動作が可能
- (3) 狭出射円形ビームにより、集光性及び他の光デバイスとの結合効率に優れる
- (4) 素子間隔及び配置の自由度が高い
- (5) 高密度の 2 次元アレイが可能
- (6) 積層による 3 次元アレイデバイスの集積化が可能
- (7) 多数の素子をモノリシックに形成でき、量産性に優れる
- (8) 劈開の困難な基板の上にも作製可能

(9) 素子分離前のウェハ単位の検査が可能

このような特長を活かし、動作特性では既に通常の端面発光レーザを凌駕する素子も報告されている。

2-3. 面発光レーザの動作原理

1970年、ダブルヘテロ(DH; Double Hetero)構造を有する半導体レーザにおいて室温連続発振が確認されて以来、半導体レーザの特性改善に向けて様々な研究機関において研究が進められてきた。その中で1978年、量子サイズ効果を利用した量子井戸レーザが開発され、大幅な閾値電流の低減が達成された。この節では、まず面発光レーザの発振原理について述べ、その後、量子井戸構造を用いる利点について述べ、活性層に歪みを加えることにより閾値電流を低減させ、活性層にかかる応力を緩和することが可能な歪み量子井戸構造について述べる。また、面発光レーザにおいて最も重要となる半導体多層膜反射鏡の反射率特性における理論解析について述べる。そのうえで、量子井戸構造を有する面発光レーザの発振閾値や効率などの動作特性を理論的に求め、面発光レーザを作製する際における設計の指針とする。

2-3-1. 発振条件

垂直共振器を持つ面発光レーザの概念図を図2.1に示す。図2.1のように、光共振器は上下2つの反射鏡で構成された非常に短い($\sim 5\mu\text{m}$)共振器長のFabry-Perot共振器となっており、基板と垂直方向に発振し、光を基板表面から取り出すことができる。これに、一般的にpn接合を用いて作り出される、伝導体の電子の存在確率が価電子帯の電子の存在確率よりも大きい反転分布と呼ばれる状態と、キャリア及び光を効果的に閉じこめるキャリア・光閉じこめ効果を利用することで、利得が損失を上回りレーザ発振が得られる。このレーザ発振が得られる利得を閾値利得 g_{th} と呼び、面発光レーザでは次のような式で表される。

$$g_{th} = \alpha_{ac} + \alpha_{ex} \left(\frac{1}{\xi} - 1 \right) + \frac{1}{\xi L} \ln \left(\frac{1}{R_m} \right) \quad (2.1)$$

ただし、

$$R_m = \sqrt{R_1 R_2} \quad (2.2)$$

である。ここで、 L は共振器長、 α_{ac} は活性層での損失、 α_{ex} はクラッド層での損失、 R_m は上下 2 つの反射鏡の反射率 R_1 、 R_2 の平均反射率、 ξ は光閉じこめ係数を表す。(2.1) 式は光利得と光損失のつりあいを示したものであり、右辺第一項と第二項は内部損失、右辺第三項は反射面から光が放射されることによる反射損失を表している。

2-3-2. 量子井戸レーザと多重量子井戸レーザ

現在の半導体レーザの多くには、利得増大のために活性層に量子井戸構造が用いられている。これは、活性層の厚さを 10 nm 程度、つまり de Broglie 波長以下にすると、電子波が両側のポテンシャル障壁に反射されて一種の定在波を形成することを利用したもので、エネルギー状態が離散的な値をとるようになる。これを量子サイズ効果という。また、量子サイズ効果により価電子帯の縮退が解け、重い正孔帯と軽い正孔帯に分離する。量子井戸を用いることによる利点として、以下のようなことが挙げられる。

- (1) 状態密度関数が量子準位のための階段型関数となるため、電子及び正孔のエネルギーがより局在化し、発光スペクトルが鋭いピークを持つ。この結果、特定の波長幅において再結合効率が向上し、利得が増大し閾値電流密度が低下する。
- (2) エネルギー準位が離散的であるため、バルク結晶の場合に比べて温度変動を受けにくく、

$$I_{th} = I_0 \exp \left(\frac{T}{T_0} \right) \quad (2.3)$$

で表される特性温度 T_0 の値が大きい、つまり閾値電流の温度依存性が小さい。

- (3) 見かけ上のバンドギャップが量子井戸膜厚に依存するため、発光波長を変化させることができる。このことにより活性層材料を変えることなく、任意の発振波長を有するレーザの作製が可能となる。

このように量子井戸レーザは多くの利点を持つ。しかし、活性層膜厚が非常に薄くなるため、量子井戸膜厚の減少に比例して光閉じこめ係数が減少し、その結果閾値利得の増大が避けられない。また、単一量子井戸 (SQW ; Single Quantum Well) 構造では、注入電流の増加とともに利得の平坦化が顕著となるため、光閉じこめ係数を増加させ、閾値利得を低下させることが必要となる。このため、量子井戸を積層により複数形成する多重量子井戸 (MQW ; Multiple Quantum Well) 構造を用いる方法が有効である。MQW 構造における光閉じこめ係数 ξ は次のように表される。

$$\xi = \frac{L_w \cdot N_w}{L} \quad (2.4)$$

ここで、 L_w は井戸幅、 N_w は井戸数である。ただし、ここでは複数の量子井戸全てに等しい密度でキャリアが注入されるものと仮定している。(2.4)式より、光閉じこめ係数 ξ は井戸数を増加させることにより増大させられることがわかる。このように、井戸数を増加させると光閉じこめ係数は増加するが、同時に活性層厚が厚くなり、閾値電流密度が増加する。ここで、井戸数が 1, 3, 10, 15 個の場合について解析する。まず、量子井戸構造面発光レーザの閾値電流について述べる。再結合がバンド間発光に支配されるとき、線形利得が k 保存則に従うキャリア注入による利得の増加、及び電流密度は次式で表される^{[6],[7],[8]}。

$$g(E) = \int \frac{\pi e^2}{2\pi m_0^2 c \epsilon_0 n_r \nu} |M|_{ave}^2 \sum_{j=h}^{\infty} \sum_{ln=1}^{\infty} \frac{\rho_{redn}^j(\epsilon)}{L_w} \{f_c(E_{cn}) - f_v(E_{vn}^j)\} \frac{\left(\frac{\hbar}{\tau_{in}}\right)}{(E-\epsilon)^2 - \left(\frac{\hbar}{\tau_{in}}\right)^2} d\epsilon \quad (2.5)$$

$$J = eL_w N_w \iint \frac{8n_r \pi e^2}{2\pi m_0 \epsilon_0 c^3 h^2} |M|_{ave}^2 \sum_{j=h}^{\infty} \sum_{ln=1}^{\infty} \frac{\rho_{redn}^j(\epsilon)}{L_w} f_c(E_{cn}) (1 - f_v(E_{vn}^j)) \frac{\left(\frac{\hbar}{\tau_{in}}\right)}{(E-\epsilon)^2 - \left(\frac{\hbar}{\tau_{in}}\right)^2} d\epsilon dE \quad (2.6)$$

ここで、 e は電子電荷であり、 m_0 は電子の静止質量、 ϵ_0 は真空の誘電率、 c は光速、 n_r は媒質の屈折率、 f_c 、 f_v はキャリア密度の分布関数、 $\hbar \nu$ はバンドギャップエネルギー、 \hbar は Planck 定数 h を 2π で割ったものであり、 ρ_{redn} は正孔と電子の換算状態密度、 τ_{in} は緩和時間、 $|M|_{ave}^2$ は双極子モーメントである。また、GaAs 活性層厚を 9 nm、バリア層厚を 5.5 nm とした。この計算より求められた注入電流密度—利得曲線を図 2.2 に示す^[9]。この図から、井戸数を増やすと取りうる利得は増加し、前述した利得の平坦化は起こりにくくなるが、閾値電流密度も同時に増加してしまうことがわかる。つまり、井戸数にはモード利得に応じた最適値が存在することになり、多重量子井戸構造レーザの低閾値化において、その最適値を見つけ出す必要があるといえる。過去、本研究室において閾値利得の試算を行ったところ、端面発光レーザにおいてはレーザ発振に必要な利得が 3500 cm^{-1} ($N_w = 1$)、 1500 cm^{-1} ($N_w = 3$) となった^[10]。この計算結果を図 2.3 に示す。また、この計算に用いた値を表 2.2 に示す。表内の各損失は Si 基板上 GaAs 系レーザでの値であり、共振器長は発振波長の 3 倍を想定している。この計算により、面発光レーザにおいて同程度の値を得るためには 99% 以上の反射率を有する反射鏡が必要となることがわかる。

表 2.2 計算に用いた各値

L_w (nm)	α_{ac} (cm ⁻¹)	α_{ex} (cm ⁻¹)	L (μm)
9	30	30	0.7

2-3-3. 歪み量子井戸レーザの解析^[11]

量子井戸レーザのように活性層厚が 10 nm 程度の極薄膜になると、クラッド層あるいはバリア層と活性層の格子定数差が多少異なっても転位が発生せず、格子定数の違いは活性層の結晶の歪みとして吸収される。図 2.4 にこの模式図を示す。活性層の格子定数がバリア層に比べて大きいと圧縮歪みが、小さいと引っ張り歪みがそれぞれ発生する。格子定数の違いにより発生した二軸性応力のためにヘテロ界面に平行な方向の格子定数が増加し、同時に界面に垂直な方向の格子定数も変化する。ここで基板の格子定数を a 、活性層の格子定数を $a + \Delta a$ とし、 xy 面をヘテロ界面とすると、面内歪みは次式で与えられる。

$$\varepsilon_{//} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = -\frac{\Delta a}{a} \quad (2.7)$$

$\varepsilon_{//} < 0$ が圧縮歪み、 $\varepsilon_{//} > 0$ が引っ張り歪みに対応する。面内歪み $\varepsilon_{//}$ に伴い、面に垂直な方向にも次式で与えられる面内と逆向きの歪み ε_{\perp} が発生する。

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}} \varepsilon_{//} \cong -\varepsilon_{//} \quad (2.8)$$

ここで C_{11} と C_{12} は弾性スティフネスで、通常正四面体結晶構造の半導体では $C_{11} \cong C_{12}$ の関係が成り立つ^[12]。

歪みの発生により結晶内部に応力エネルギーが蓄えられるが、このエネルギーは結晶の膜厚に比例するため、結晶に転位が発生しない最大の膜厚(臨界膜厚)が存在す

る。この臨界膜厚の理論的な考察を Matthews と Blakeslee は力学的に^[13]、People と Bean はエネルギーの観点から行っている^[14]。それぞれのモデルから導出された関係式は次のとおりである。

[Matthews and Blakeslee]

$$h_c = \frac{b(1-\nu\cos^2\phi)}{8\pi f(1+\nu)\cos\phi} \cdot \ln\left(\frac{h_c}{b}\right) \quad (2.9)$$

[People and Bean]

$$h_c = \frac{b}{4\pi(1+\nu)f} \cdot \left\{ \ln\left(\frac{h_c}{b}\right) + 1 \right\} \quad (2.10)$$

ただし、 h_c は臨界膜厚、 ν は Poisson 比、 b は Burgers ベクトルの大きさ、 f は不整合率、 ϕ は転位の滑り面と界面の交線に垂直な面と滑り方向のなす角、 ψ は転位線と Burgers ベクトルのなす角度を表す。GaAs 基板上的 InGaAs 層の臨界膜厚を、In 組成をパラメータに計算した結果を図 2.5 に示す。また、GaAs と InGaAs の各物理定数を表 2.3 に示す。

表 2.3 GaAs, InGaAs の物理定数 (InGaAs は Vegard 則より導出)

		GaAs	InGaAs
格子定数 (Å)	a	5.6533	6.0584
弾性スティフネス ($\times 10^{12}$ dyn/cm ²)	C_{11}	1.188	0.8329
	C_{12}	0.538	0.4526
静水圧変形ポテンシャル (eV)	Ξ	-8.3	-6.0
軸性変形ポテンシャル (eV)	β	-1.7	-1.8

次に、上述した格子定数差に起因して発生した歪みが、バンド構造にどのような影響を与えるかについて述べる^{[12],[15]}。図 2.6 に量子井戸構造に対しての歪みによるバンド構造の変化を模式的に示す。量子井戸構造であるため、重い正孔と軽い正孔の縮退は解かれている。引っ張り歪みが生じている場合、図 2.6(a)のようにバンド構造が変化し、無歪みの場合と比較してバンドギャップは狭くなる。圧縮歪みが生じている場合、図 2.6(c)のようにバンド構造が変化し、無歪みの場合と比較してバンドギャップは広くなる。まず、歪み量 ε による無歪み状態からの重い正孔帯のエネルギー変化量 ΔE_{hh} 及び軽い正孔帯のエネルギー変化量 ΔE_{lh} を次式に示す。

$$\Delta E_{hh} = -2\Xi\varepsilon \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} + \beta\varepsilon \frac{C_{11} + C_{12}}{C_{11}} \quad (2.11)$$

$$\Delta E_{lh} = -2\Xi\varepsilon \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} - \beta\varepsilon \frac{C_{11} + C_{12}}{C_{11}} \quad (2.12)$$

ここで Ξ は静水圧変形ポテンシャル (Hydrostatic deformation potential)、 β は軸性変形ポテンシャル (Shear deformation potential) である。

歪みが圧縮性である場合、軽い正孔帯のエネルギーは押し下げられ、電子と正孔の有効質量が小さくなる。このため状態密度が小さくなり、キャリア注入による擬フェルミ準位の変化が大きくなり、反転分布が生じやすくなる。よって無歪みの場合と比べて閾値電流密度の低下を期待することができる。同時に重い正孔と軽い正孔の間の分離量が大きくなり、重い正孔に対して主に利得が与えられることも閾値電流の低下に寄与する。一方、歪みが引っ張り性である場合、軽い正孔帯のエネルギーは押し上げられ、量子化準位間の分離量が小さくなり、価電子帯混合の影響でバンド構造が複雑になり、有効質量が大きくなる。しかし、歪み量が大きくなり、軽い正孔帯の量子化準位が重い正孔帯の量子化準位よりも押し上げられ分離量が大きくなると、価電子帯混合の影響が減少してバンド構造が単純になり、有効質量はわずかに小さくなる。また、レーザ発振に寄与しない偏波の自然放出を減少させることができるため、閾値電流が低下すると考えられる。よって、歪み量には最適値があるといえる。

2-3-4. 多層膜反射鏡の原理^[16]

(2.1)式からわかるように、面発光レーザにおいては反射鏡の特性がそのデバイスの特性を決定する重要な要素である。そのため、様々な材料によって研究が進められており、金属薄膜反射鏡や半導体及び誘電体多層膜反射鏡、それらを組み合わせた複合反射鏡などがある。その中でも多層膜反射鏡は高い反射率が得られるため、多くの面発光レーザに用いられている。

多層膜反射鏡の構造は屈折率の異なる2種類の層を重ね合わせて作られる。この際、光学膜厚 nd を $\lambda/4$ とすることにより、光は固定端と自由端の反射を繰り返して定在波となり、強め合って反射される。この様子を図 2.7 に示す。ここで n はその媒質の屈折率、 d は層の膜厚、 λ は発振波長である。これら多層膜の光学計算の方法は Rouard 以来数多く提案されてきた。ここでは計算機を用いて厳密な計算が可能な 2 つの方法、特性マトリクス法及び有効 Fresnel 係数を用いる方法について述べる。

[特性マトリクス法]

多層膜反射鏡の反射率及び透過率を、電気回路理論を用いて求めることができる。これは、薄膜を重ねることが四端子回路を縦続接続することに相当するので、多層膜の計算をマトリクスの積を求めることによって計算できるためである。

N 層の多層膜を考えると、それぞれの層を $i = 0 \sim N+1$ 番目の層と考える。ただし、 $i = 0$ を光の入射側、 $i = N+1$ を光の出射側とする。 n_i を媒質 i の屈折率、 d_i を媒質 i の膜厚とすると、特性行列 U_i は以下のようなになる。

$$U_i = B_i M_i B_i^{-1} \quad (2.13)$$

ただし、

$$B_i = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_i & -n_i \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

$$M_i = \begin{bmatrix} \exp\left(j\frac{2\pi n_i d_i}{\lambda}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-j\frac{2\pi n_i d_i}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

(2.13)、(2.14)及び(2.15)式より次の行列要素が得られる。

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = B_0^{-1} U_0 U_1 \cdots U_{N-1} U_N B_{N+1} \quad (2.16)$$

この行列要素より、多層膜反射鏡の反射率 R 及び透過率 T が求められ、

$$R = \left| \frac{S_{21}}{S_{11}} \right|^2 \quad (2.17)$$

$$T = \frac{n_{N+1}}{n_0} \cdot \frac{1}{|S_{11}|^2} \quad (2.18)$$

となる。

[有効 Fresnel 係数を用いる方法]

同じように N 層の多層膜を考えると、第 i 層における反射の Fresnel 係数 r_i は

$$r_i = \frac{n_i - n_{i-1}}{n_i + n_{i-1}} \quad (2.19)$$

で与えられ、第 1 層からの振幅反射率 R_{al} は、

$$R_{al} = \frac{r_2 + r_1 \exp(-2j\delta_1)}{1 + r_2 r_1 \exp(-2j\delta_1)} \quad (2.20)$$

となる。ここで、第 i 層における位相差 $2\delta_i$ として

$$2\delta_i = \frac{4\pi}{\lambda} n_i d_i \cos \phi_i \quad (2.21)$$

とする。この第 1 層を (2.19) 式で表される反射率 (有効 Fresnel 係数) を持つ単一境界と見なせば、第 2 層からの反射率 R_{a2} は、

$$R_{a2} = \frac{r_3 + R_{a1} \exp(-2j\delta_2)}{1 + r_3 R_{a1} \exp(-2j\delta_2)} \quad (2.22)$$

と表される。この方法は第 i 層からの振幅反射率 R_{ai} の式、

$$R_{ai} = \frac{r_{i+1} + R_{a(i-1)} \exp(-2j\delta_i)}{1 + r_{i+1} R_{a(i-1)} \exp(-2j\delta_i)} \quad (2.23)$$

を第 N 層まで繰り返すことで、

$$R = R_{aN} \cdot R_{aN}^* \quad (2.24)$$

として任意の N 層多層膜の反射率 R を求めることができる。なお、 R_{a0} は

$$R_{a0} = r_1 = \frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \quad (2.25)$$

で表される。

2-3-5. 閾値電流密度

閾値電流密度とは、レーザ発振が開始される電流密度の値である。また、そのときの

電流の値を閾値電流という。一般に電流注入による量子井戸レーザにおいて、利得係数 G_0 と反転分布電流密度 J_0 の関係は次式で与えられる^[17]。

$$G = G_0 \left(1 + \ln \frac{J}{J_0} \right) \quad (2.26)$$

ここで、 G は量子井戸利得、 J は量子井戸 1 個あたりの注入電流密度である。閾値電流密度 J_{th} を $N_w \cdot J$ とすると、閾値利得 g_{th} は

$$g_{th} = G_0 \left(1 + \ln \frac{J_{th}}{N_w J_0} \right) \quad (2.27)$$

で表される。(2.1)、(2.4) 式を(2.27) 式に代入し、 J_{th} について解くと次式となる。

$$J_{th} = N_w J_0 \exp \left[\frac{1}{N_w L_w G_0} \left\{ N_w L_w \alpha_{ac} + (L - N_w L_w) \alpha_{ex} + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 R_2} - 1 \right\} \right] \quad (2.28)$$

図 2.8 に、閾値電流密度と量子井戸数の関係を反射鏡の平均反射率をパラメータとして計算した結果を示す。ただし、 G_0 及び J_0 の値は Si 基板上端面発光レーザから求められた値を用い、 $G_0 = 1216 \text{ [cm}^{-1}\text{]}$ 、 $J_0 = 362.5 \text{ [kA/cm}^2\text{]}$ とした^[10]。この図より反射鏡の反射率によって低閾値電流密度となる井戸数が異なり、最適井戸数が存在することがわかる。反射鏡の反射率が低い場合には井戸数を増やす必要があるが、キャリアが各井戸に均等に注入されなくなり、計算からずれることが考えられる。よって、実際の面発光レーザの低閾値化には、反射鏡の反射率を増加させながら最適な井戸数を見つけることが必要となる。本研究室において、活性領域に GaAs 多重量子井戸を用いた GaAs 基板上端面発光レーザにおける最適井戸数は 10 であることが報告されている^[18]。量子井戸数を 10 としたときの閾値電流密度の平均反射率依存性を図 2.9 に示す。図より平均反射率が 2% 向上すると閾値電流密度が一桁程度減少することがわかる。

2-3-6. 外部微分量子効率

外部微分量子効率 η_d は注入された電子数に対して放出される光子数の割合を表し、次のような定義式で表される。

$$\eta_d = \frac{\Delta P}{\Delta J} \cdot \frac{e\lambda}{hc} = \frac{P}{J_i - J_{th}} \cdot \frac{e\lambda}{hc} \quad (2.29)$$

ここで J_i は注入電流密度、 P は光出力である。また、外部微分量子効率は共振器中の反射損失の割合としてとらえることができ、面発光レーザーでは次式で表される^[5]。

$$\eta_d = \eta_i \frac{\ln \frac{1}{R_2}}{2N_w L_w \alpha_{ac} + 2(L - N_w L_w) \alpha_{ex} + \ln \frac{1}{R_1 R_2}} \quad (2.30)$$

ここで、 η_i は内部微分量子効率であり、注入された電子数に対して作り出される光子数の割合を示す。実際の測定から得られる外部微分量子効率は、光出射側反射鏡を透過してきた光を測定するため、反射率の異なる 2 枚の反射鏡を有する面発光レーザーにおいては補正が必要となる。反射率 R_2 の反射鏡を透過した光から求めた外部微分量子効率 η_{d2} は、次式によって正味の外部微分量子効率 η_d に変換できる^[19]。

$$\eta_{d2} = \eta_d \frac{1 - R_2}{(1 - R_2) + (1 - R_1) \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}} \quad (2.31)$$

ここで、外部微分量子効率を理論的に求める。計算簡単化のため、 $R_1 = 1$ と仮定した。内部微分量子効率をパラメータとした外部微分量子効率の光出射側反射鏡反射率依存性を図 2.10 に示す。ここでは、反射鏡に吸収はないものと仮定した。計算結果より、内部微分量子効率が 1 に近ければ 99% といった高反射率にも関わらず 70% 程度の外部微分量子効率を得られることがわかる。しかしながら、Au などの金属薄膜反射鏡を

用いる場合、吸収による影響で外部微分量子効率も低下する。また、閾値電流密度の低減のためには反射鏡の反射率を向上させる必要があることを述べたが、これにより外部微分量子効率、ひいては光出力も低下する。光出力は光出射口の大きさにより制御可能であるため、実際は用途に合わせて面発光レーザを設計する必要がある。

さらに光出力について考える。(2.29)式を(2.30)式に代入し、 P について解くと次式が得られる。

$$P = (J_i - J_{th}) \cdot \frac{hc}{e\lambda} \cdot \eta_i \cdot \frac{\ln \frac{1}{R_2}}{2N_w L_w \alpha_{ac} + 2(L - N_w L_w) \alpha_{ex} + \ln \frac{1}{R_1 R_2}} \quad (2.32)$$

注入電流をパラメータとした光出力の光出射側反射鏡反射率依存性を図 2.11 に示す。ただし J_{th} は(2.28)式から得られた値を用い、発振波長 λ は 860 nm、量子井戸数 N_w を 10 とし、内部微分量子効率 η_i 及び基板側反射鏡反射率 R_1 を 1 と仮定した。また、閾値電流以下の電流注入時における光出力及び熱による影響は考慮されていない。この図より、注入電流の違いにより光出力を最大にする反射率も異なり、最適値が存在することがわかる。

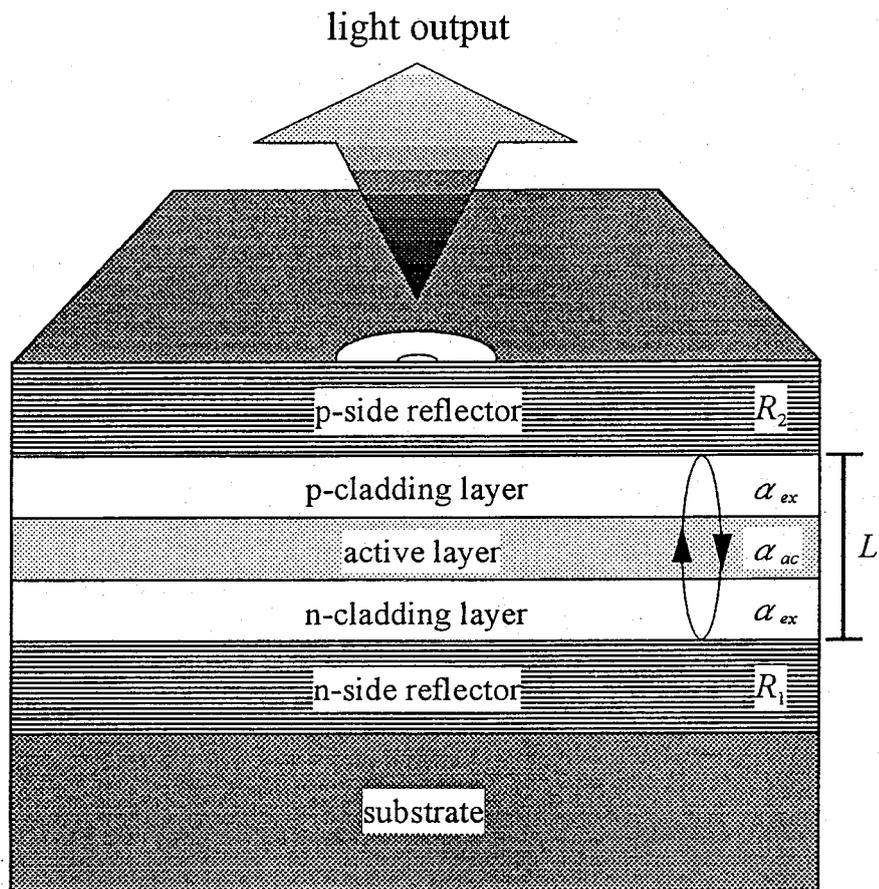


図 2.1 面発光レーザの概念図

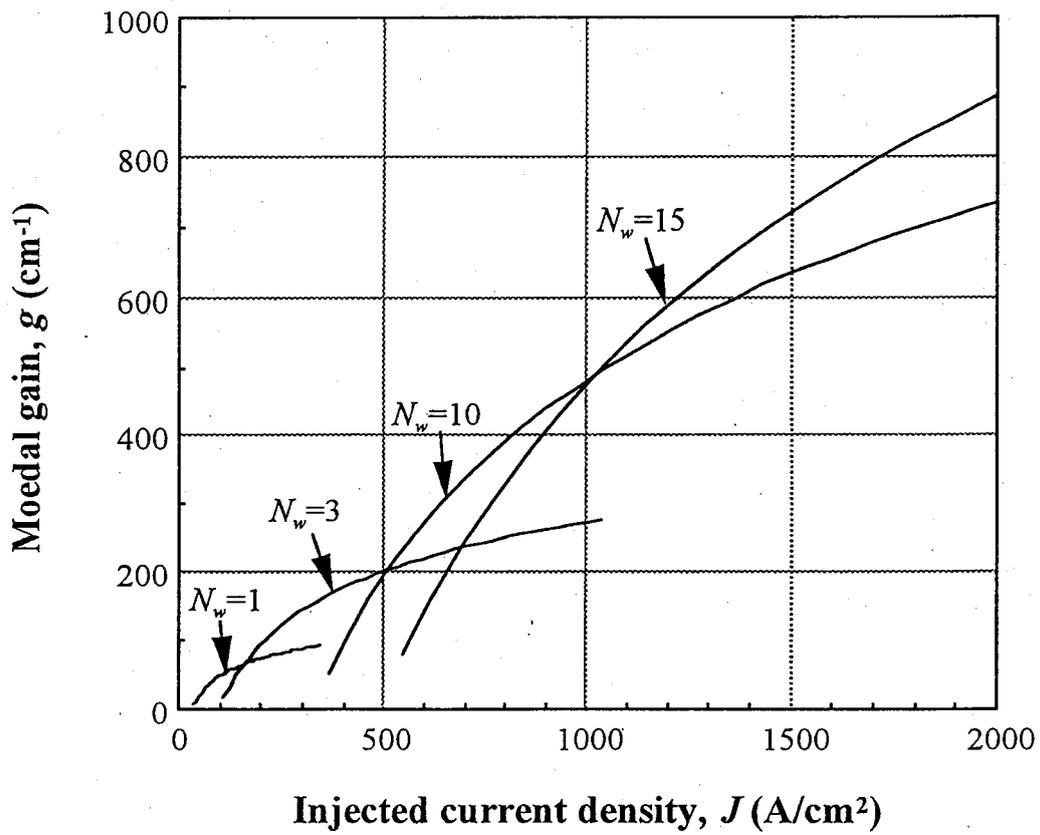


図 2.2 注入電流密度に対する利得曲線の量子井戸数依存性

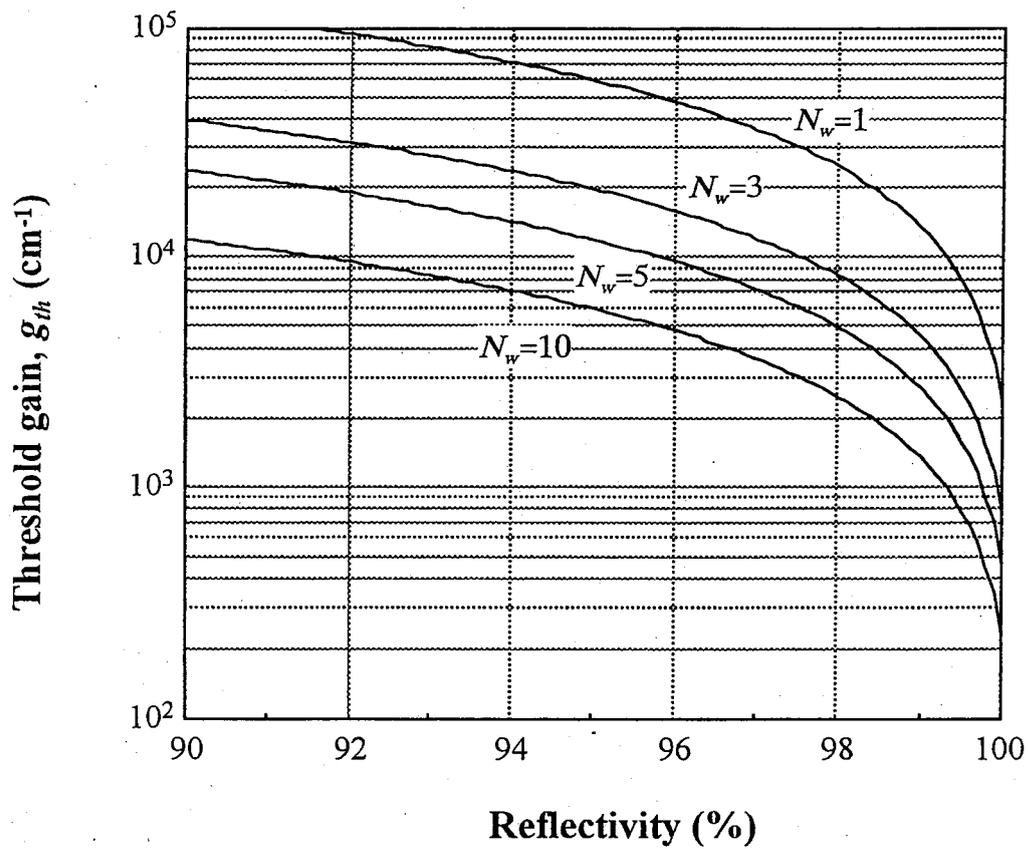


図 2.3 閾値利得の反射率依存性

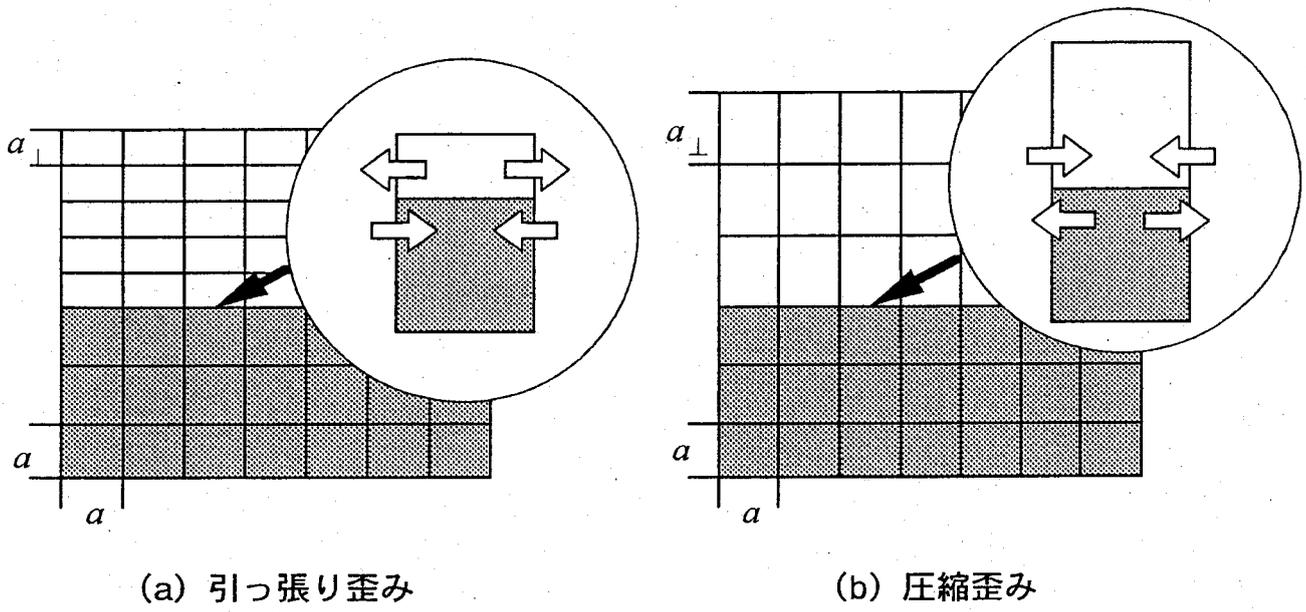


図2.4 歪みを含むヘテロ接合

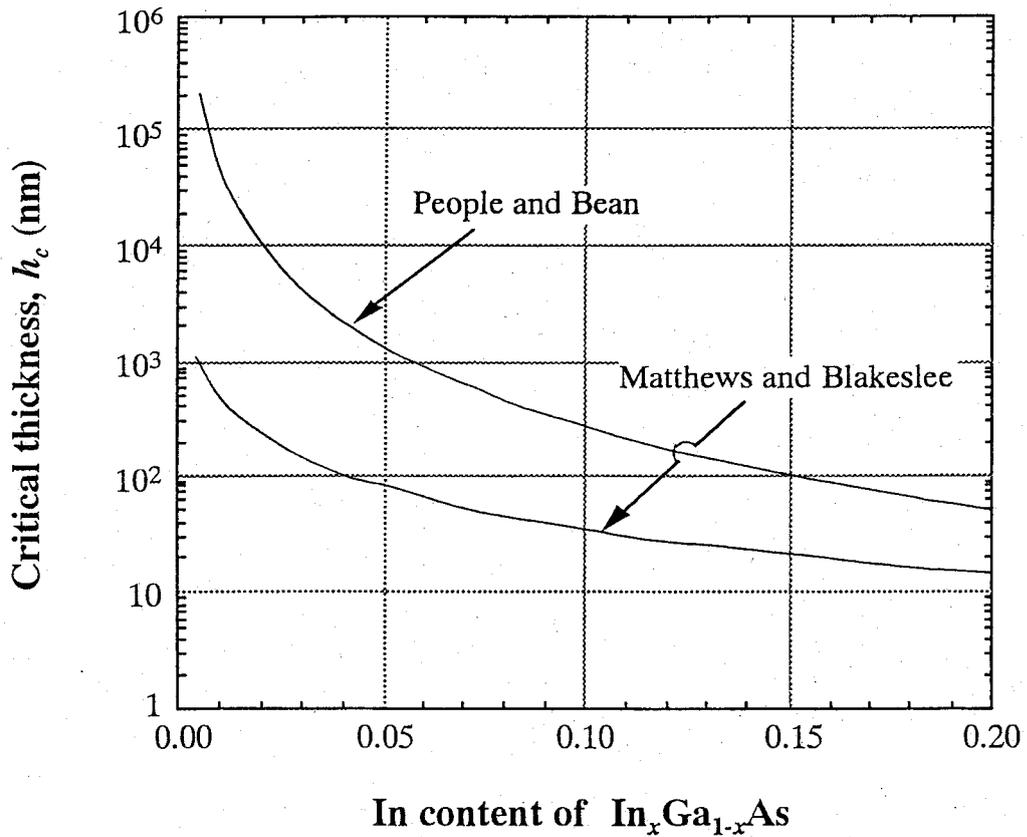
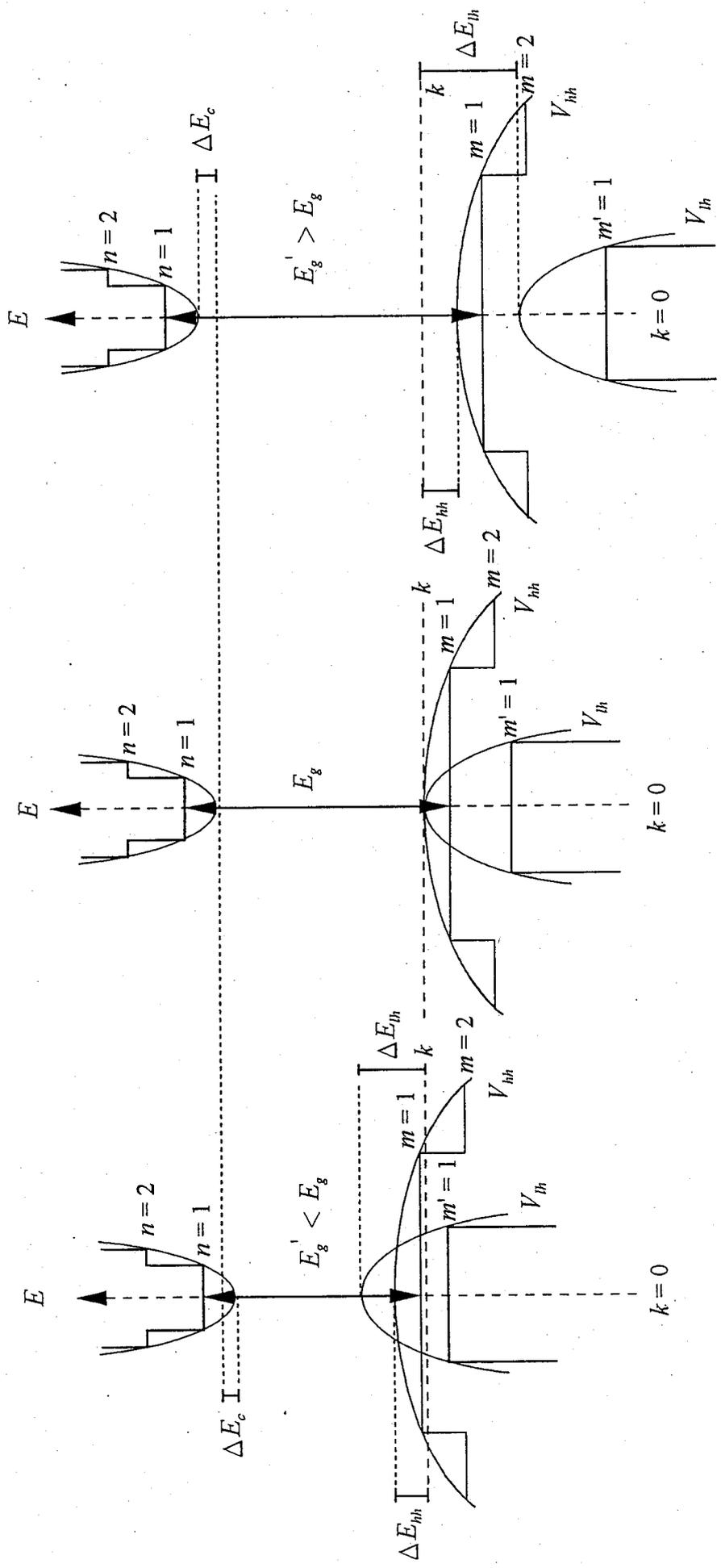


図2.5 GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の各 In 組成に対する理論臨界膜厚

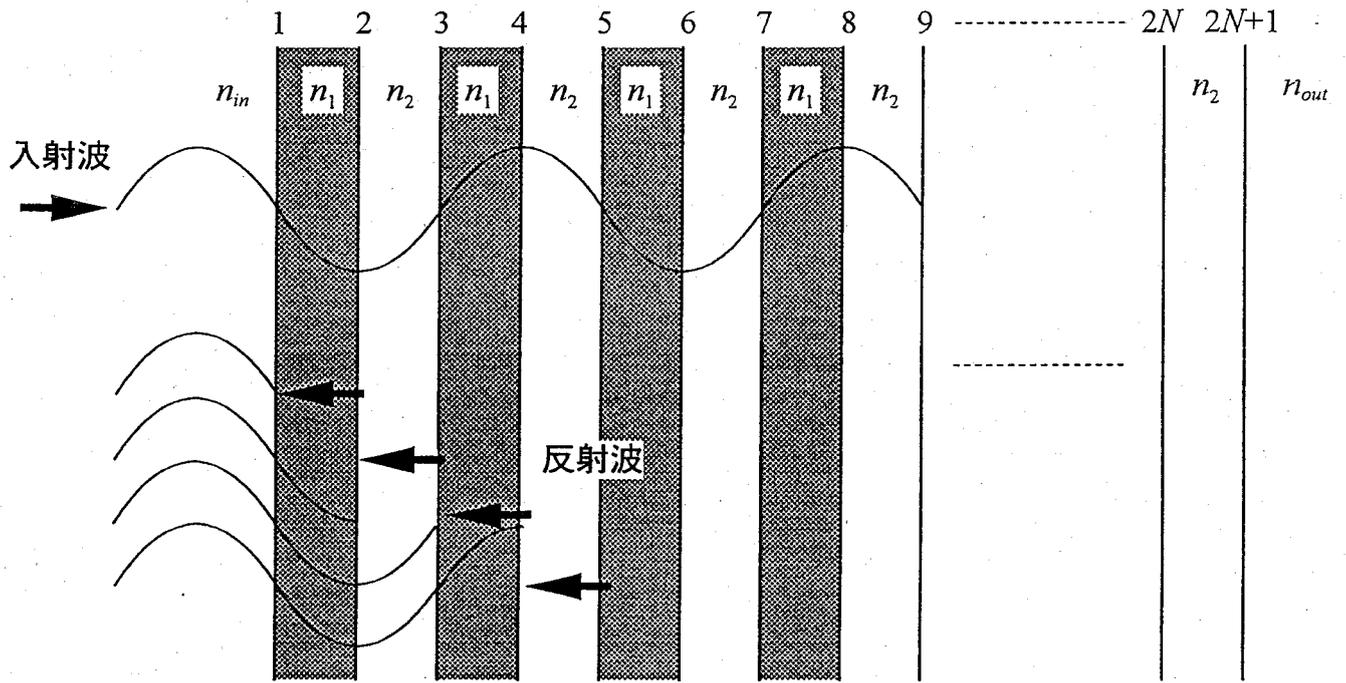


(a) Tension

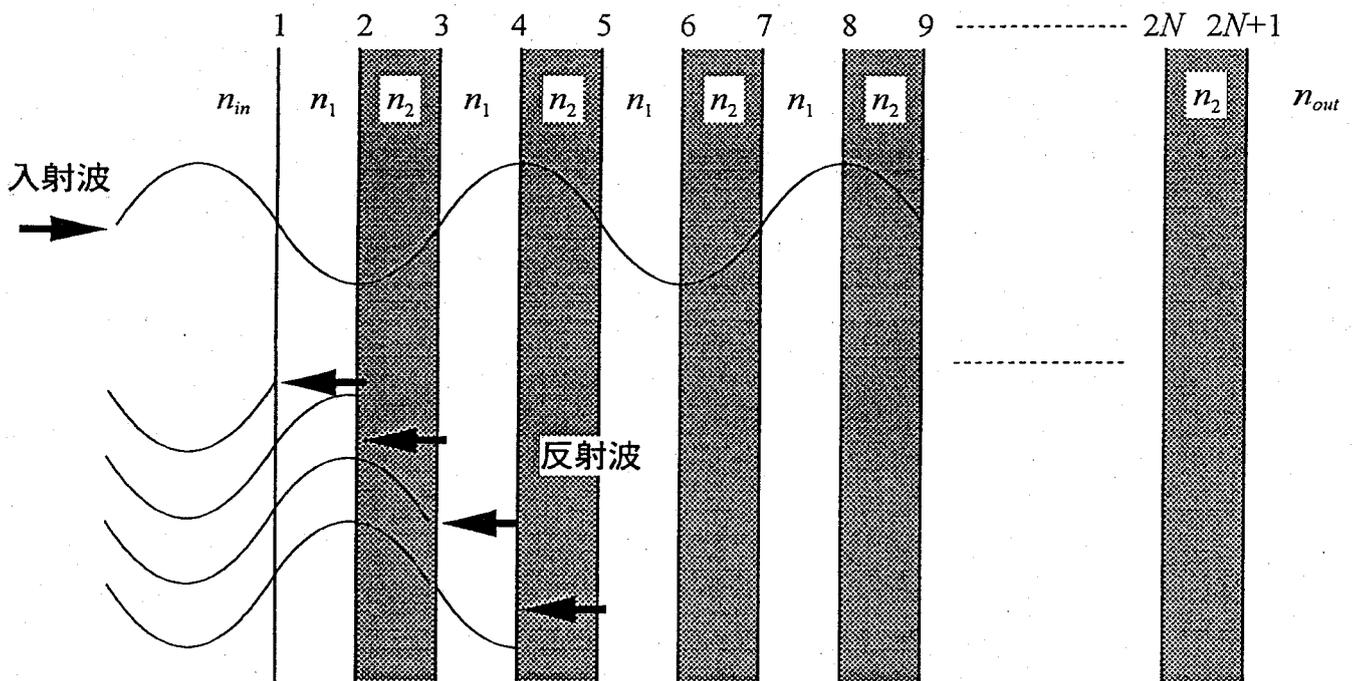
(b) No Strain

(c) Compression

図 2.6 歪みによるバンド構造変化の様式図



(a) $n_1 > n_2, n_{in}$



(b) $n_1 < n_2, n_{in}$

図2.7 多層膜反射鏡の原理

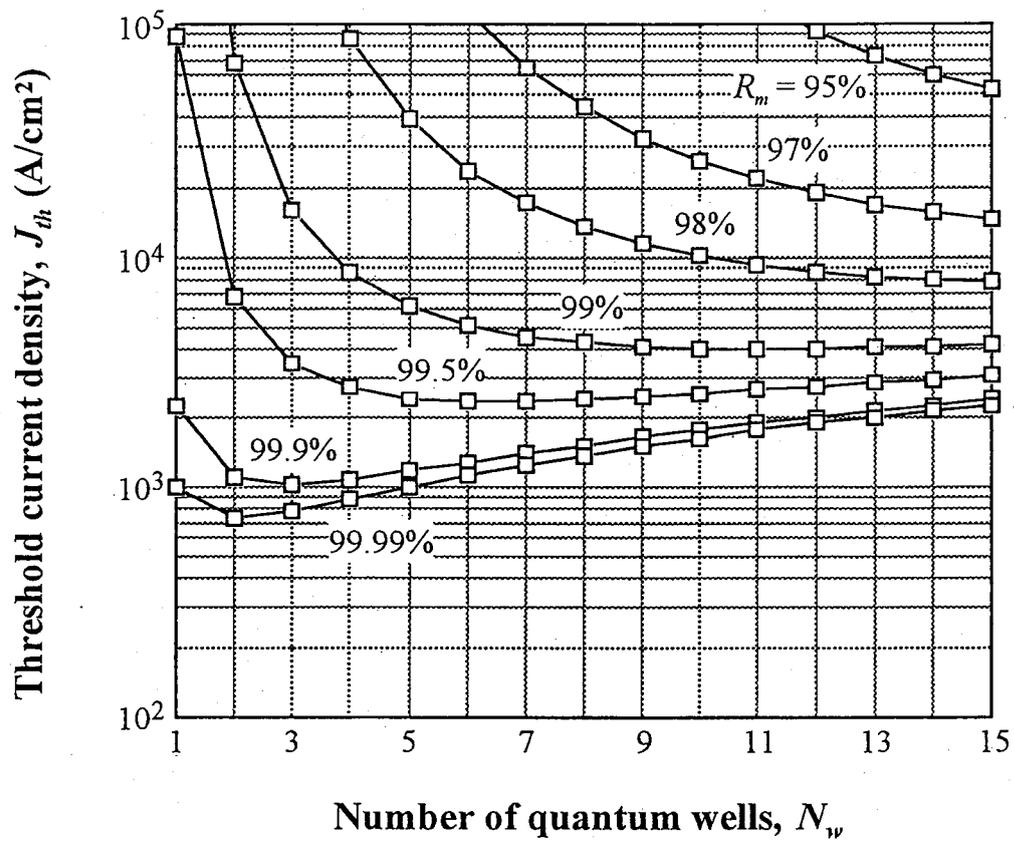


図 2.8 閾値電流密度の量子井戸数依存性

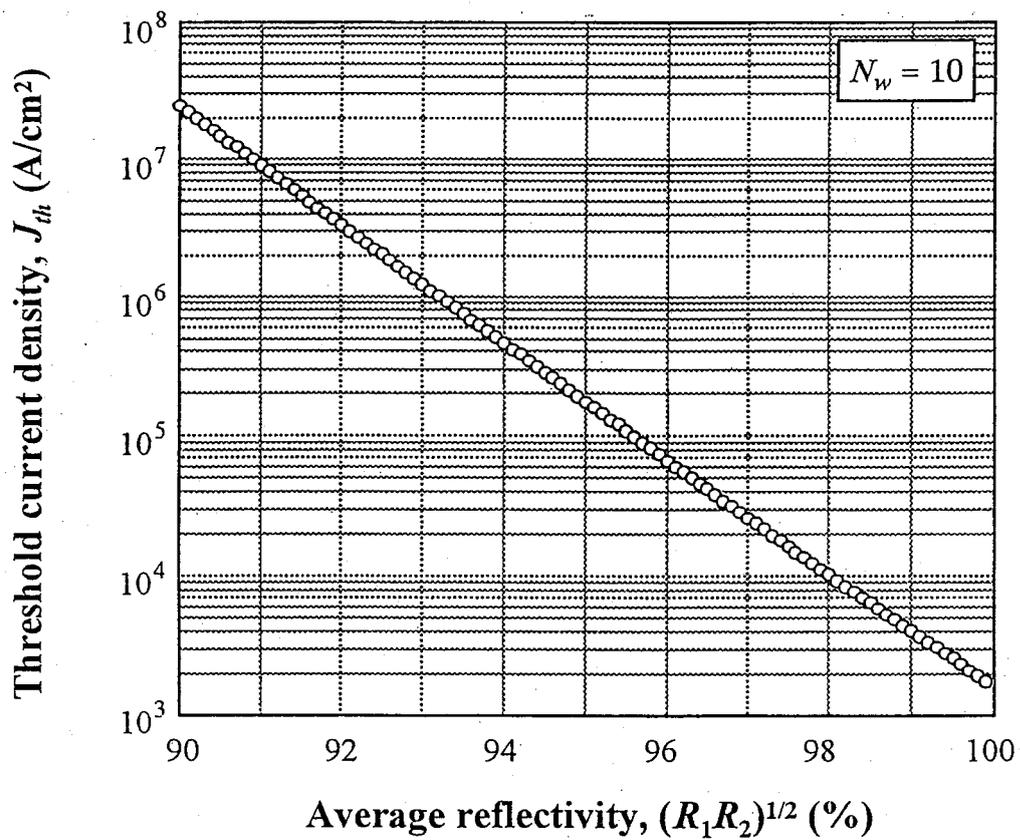


図 2.9 閾値電流密度の平均反射率依存性

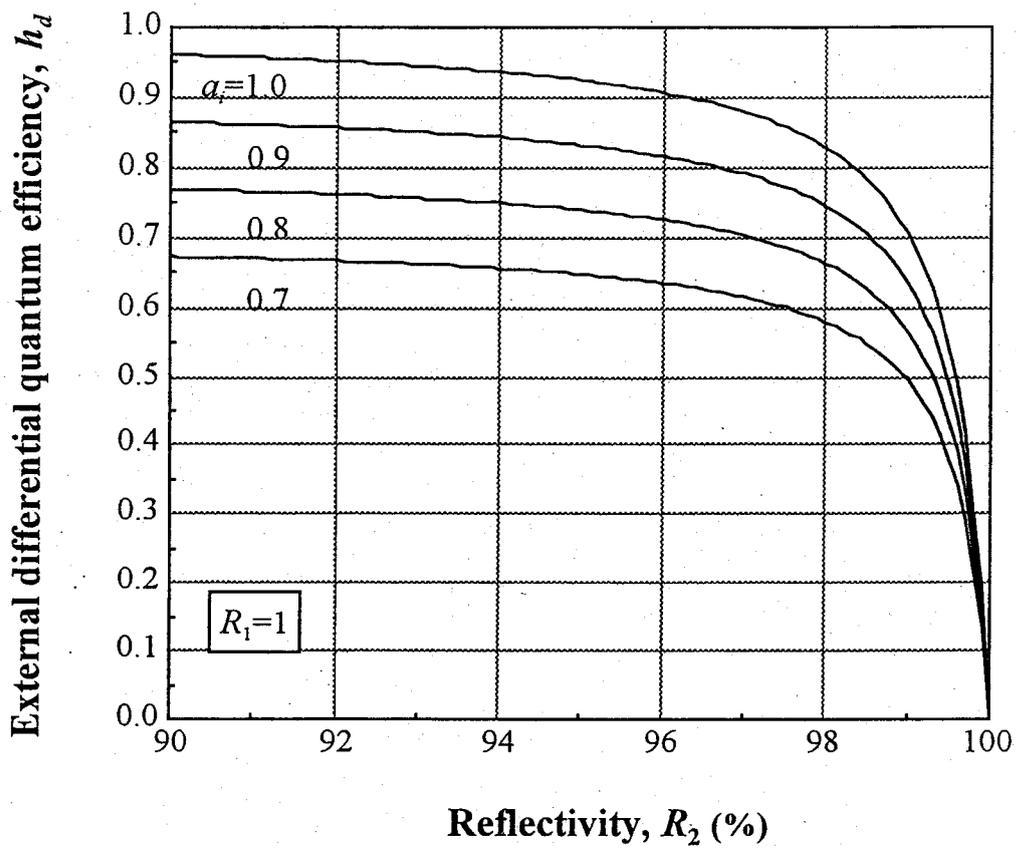


図 2.10 外部微分量子効率の反射率依存性

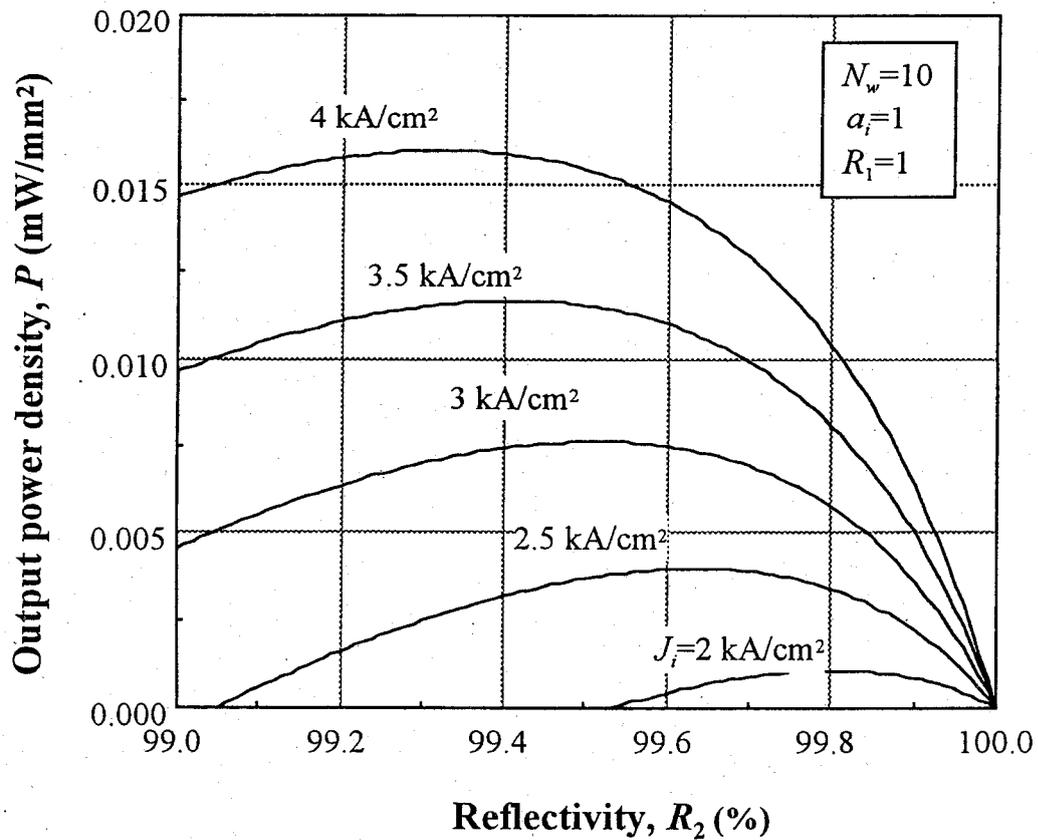


図 2.11 光出力密度の反射率依存性

参考文献

- [1] P. Zory and L. D. Comerford : *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**, 451 (1975)
- [2] W. Ng and A. Yariv : *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 613 (1977)
- [3] A. J. Spring Thorpe : *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 524 (1977)
- [4] Z. L. Liau and J. N. Walpole : *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 528 (1987)
- [5] 伊賀 健一, 小山 二三夫 : 面発光レーザ (オーム社)
- [6] Y. Arakawa and A. Yariv : *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**, 1666 (1985)
- [7] P. W. A. M. Ilroy, A. Kurobe and Y. Uematsu : *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**, 1958 (1985)
- [8] D. T. Cassiby and C. S. Adams : *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**, 1156 (1989)
- [9] 今井 富市 : 卒業論文 (1992)
- [10] 村田 宣彦 : 卒業論文 (1997)
- [11] 中西 直樹 : 修士論文 (1998)
- [12] 伊賀 健一 : 半導体レーザ (オーム社)
- [13] J. W. Matthews, A. E. Blakeslee and S. Mader : *Thin Solid Films*, **33**, 253 (1976)
- [14] R. People and J. C. Bean : *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 322 (1985)
- [15] 上条 健, 堀川 英明 : 応用物理学会誌, **62**, 134 (1993)
- [16] 吉田 貞史, 矢嶋 弘義 : 薄膜・光デバイス (東京大学出版会)
- [17] T. Namegaya, N. Matsumoto, N. Yamanaka, N. Iwai, H. Nakayama and A. Kasukawa : *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **30**, 578 (1994)
- [18] 山田 泰之 : 卒業論文 (1997)

- [19] G. M. Yang, M. H. Macdougall, V. Pudikov and P. D. Dapkus : *IEEE Photon Technol. Lett.*, 7, 1228 (1995)

第 3 章

Si 基板上 GaAs

ヘテロエピタキシャル成長

3-1. はじめに

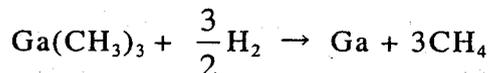
この章では本研究において用いた Si 基板上 GaAs ヘテロエピタキシャル成長における結晶成長法について述べる。Si 基板上 GaAs のようなヘテロエピタキシャル成長においては格子定数差、熱膨張係数差による高密度転位の発生が重大な問題として一般的に認知されているが、面発光レーザの結晶成長においては、それに加えて成長平面の平坦性と膜厚制御性、及び界面の組成急峻性が要求される。これらは面発光レーザの反射鏡として用いられる半導体多層膜反射鏡の反射率特性に大きな影響を及ぼし、活性層厚を数百 Å 以下にしたときに現れる量子効果を利用する上で重要な要素となる。また、将来の OEIC の実現に向けて大面積の成長が可能な結晶成長法が求められる。エピタキシャル成長の種類として液相成長 (LPE ; Liquid Phase Epitaxy) 法、気相成長 (VPE ; Vapor Phase Epitaxy) 法、分子ビーム成長 (MBE ; Molecular Beam Epitaxy) 法、化学ビーム成長 (CBE ; Chemical Beam Epitaxy) 法などが挙げられるが、上記のような成長条件を満足する成長法の一つとして有機金属気相成長 (MOCVD ; Metalorganic Chemical Vapor Deposition) 法がある。MOCVD 法は 1977 年 Dupuis 等による AlGaAs/GaAs レーザの成功により研究が加速され、現在光デバイス及び電子デバイス作製において中心的な位置を占めている。本研究においても MOCVD 法を採用

して結晶成長を行った。また、Si 基板上に GaAs をヘテロエピタキシャル成長する際の問題点、及び現在までに報告されている解決法についても述べる。

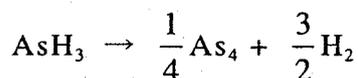
3-2. MOCVD 法^[1]

Ⅲ-V 族化合物半導体の結晶成長を行う際、MOCVD 法では Al, Ga, In などのⅢ族元素を基板まで輸送するのに蒸気圧の高いアルキル化合物を用いることを特徴としている。この中でも特に高い蒸気圧を有するメチル化合物及びエチル化合物が用いられることが多い。一方、V 族元素は AsH₃, PH₃ などの水素化物の形で輸送されるのが一般的である。これらのⅢ族元素と V 族元素を 500~800°C の温度で熱分解して化合物半導体を成長させる。

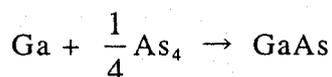
例えば、Ga(CH₃)₃ (TMG ; Trimethylgallium) と AsH₃ を用いた GaAs 成長における反応過程は、



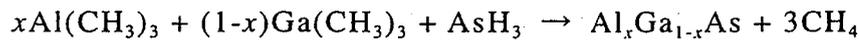
の熱分解反応で生成した Ga 原子が



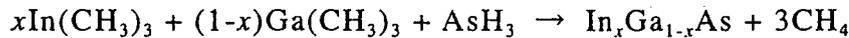
の反応によって生成した As 分子で被膜された GaAs 結晶表面に達するとただちに



の反応によって GaAs が析出する。これに Al(CH₃)₃ (TMA ; Trimethylaluminum) が付加されると



また $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ (TMI ; Trimethylindium) が付加されると



となり、それぞれ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ が得られることになる。

また、不純物のドーピングに関しては n 型ドーパントとして H_2Se (セレン化水素) あるいは H_2S (硫化水素)、p 型ドーパントとして $\text{Zn}(\text{CH}_3)_2$ (DMZ ; Dimethylzinc) あるいは $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ (DEZ ; Diethylzinc) 等が用いられる。

3-3. Si 基板上 GaAs ヘテロエピタキシャル成長の問題点と改善法

Si 基板上 GaAs ヘテロエピタキシャル成長は、以下に示すような問題点を抱えている。

[無極性半導体上への有極性半導体の成長]

Si は単原子から成り、ダイヤモンド型の結晶構造を持つ。全ての原子位置が Si で占められるため極性はない。一方、GaAs は Ga と As の 2 つの原子から成り、結晶構造はダイヤモンド型とほぼ同様の閃亜鉛鉱型であるが、Ga と As が交互に並ぶため、極性を有する。通常の Si 基板上への GaAs 成長では As 面から結晶成長をはじめると、図 3.1 (a) のように Si(100) 基板上に不規則な単原子ステップが存在すると、図 3.2 (a) のようにステップの両側で As 面と Ga 面の順番がずれ、結晶方位の異なる逆位相領域 (APD ; Anti-Phase Domain) が発生する。APD は積層欠陥の原因となるため、デバイス作製上好ましくない。

APD の発生を防ぐためには、基板表面のステップを 2 原子ステップにし、ステップの両側で As 面と Ga 面をそろえる必要がある。2 原子ステップを形成するには、図 3.1 (b) のような [011] 方向に 2~6° オフした微傾斜 Si(100) 基板を用い、高温熱処理を行う方法があり、この方法により APD の発生は抑制されている^[2]。

[約 4.1% の格子不整合^[3]]

格子不整合による応力の影響で Si 基板上への GaAs 成長は Volmer-Weber 型の成長モードを示し、成長初期には三次元的な成長島が現れる。低温では微少な島が高密度で、高温では大きな島が低密度で形成される。島が十分小さな場合には、特に島の内部には欠陥は発生しない。つまり、成長層の厚さが臨界膜厚より薄い間は、格子歪みは成長膜厚に応じて弾性的に蓄積される。しかし、島が十分大きくなり、臨界膜厚以上の厚さになると、島と基板との界面にミスフィット転位が発生する。ミスフィット転位の一部は貫通転位となり、基板の表面にまで到達する。さらに、島の合体過程においても転位及び欠陥が発生する。

[約 2.5 倍の熱膨張係数差]

Si と GaAs の熱膨張係数の違いにより、温度変化、つまり成長温度から室温への冷却過程において大きな応力が発生し、GaAs 層中にクラックや多量の転位が発生する。これは残留応力発生の要因ともなる。

Si と GaAs の間の大きな格子不整合、熱膨張係数差による高密度転位の問題は容易には解決することができず、転位密度の低減化に向け多くの研究機関で研究が行われてきた。次にいくつかの代表的な転位密度低減方法を示す。

[二段階成長法]

Si 基板上への GaAs 成長は、高温では三次元成長が起こり表面モフォロジーが悪化する。一方、低温では成長初期の三次元島は微少かつ高密度に形成されるため二次元的に成長されるが、基板表面に到達した原料に表面移動を起こすエネルギーが十分に与えられないので、良好な単結晶が得にくい。これらの問題を解決するために提案されたのが二段階成長法である。まず第一段階で薄いアモルファス状の GaAs を低温 (400~450°C) で成長し、続く第二段階で厚い GaAs を高温 (700~750°C) で成長する。第二段階への昇温過程により低温成長層中の転位は移動及び結合し、転位密度の低減化を図ることができると期待された。この方法で表面モフォロジーは大きく改善されるが、転位密度の大幅な低減はなされていない^{[4],[5]}。しかし、他の転位密度低減化方法への基本的な準備方法として定着している。

[歪み超格子 (SLS ; Strained Layer Superlattice) の導入]

GaAs 層の途中に歪み超格子を中間層として導入し、貫通転位の表面への伝搬を抑制することを目的としたのがこの方法である。歪み超格子層の界面には格子歪みが蓄積されていて、界面に達した貫通転位はこの歪みにより湾曲する。湾曲した転位の多くが互いに反応し、全体として閉ループが形成され、成長層の上部への貫通転位の伝搬が抑制される。この方法で重要となるのは、系に与える歪み量である。歪みが小さいと貫通転位が十分湾曲せず、逆に歪みが大きすぎると超格子内部に余分なミスフィット転位を発生させてしまう。そのため、歪み超格子の材料及び構造の最適化が必要となる。現在用いられている歪み超格子は、各層にかかる応力により2種類に分けられる。一つは InGaAs/GaAsP のように、超格子内部の界面で各層は互いに反対の応力を受けるが、超格子全体としては平均的に格子歪みが与えられないものである。この構造では転位対消滅効果を利用する。もう一つは InGaAs/GaAs のように、超格子内部の界面において応力を受ける層と受けない層が繰り返され、超格子全体としては圧縮応力を受けるものである。この構造では転位の掃き出し効果を利用する。二段階成長のみの場合に比べて、前者で 1/2, 後者で 1/3 の転位密度の低減化が報告されている^{[6],[7]}。また本研究室における Si 基板上 GaAs ヘテロエピタキシャル成長の研究において、GaP/GaAsP, GaAsP/GaAs の超格子中間層を導入することにより PL (Photoluminescence) (6-4-1 節参照) スペクトルの FWHM (Full Width at Half Maximum) が改善されたことが報告されている^[8]。

[熱処理]

金属材料の分野では、熱サイクルにより転位を移動させ、自由表面に逃がすことによる転位密度の低減化がよく行われている。半導体材料においても、高温熱処理により転位の運動を活性化させ、反応により転位が消滅する確率を高めることができる。熱処理には成長中に行うその場熱処理 (In-situ Annealing) と成長後ウェハを炉から取り出した後行う成長後熱処理 (Ex-situ Annealing) に分類できる。その場熱処理では、基板温度を成長温度から低温に下げた後高温に上げ再び成長温度に戻す、またはこれを繰り返す熱サイクルアニーリング (TCA ; Thermal Cycle Annealing) 法が特に効果的である。TCA における重要な因子は熱サイクルの回数と高温側の設定温度であると報告

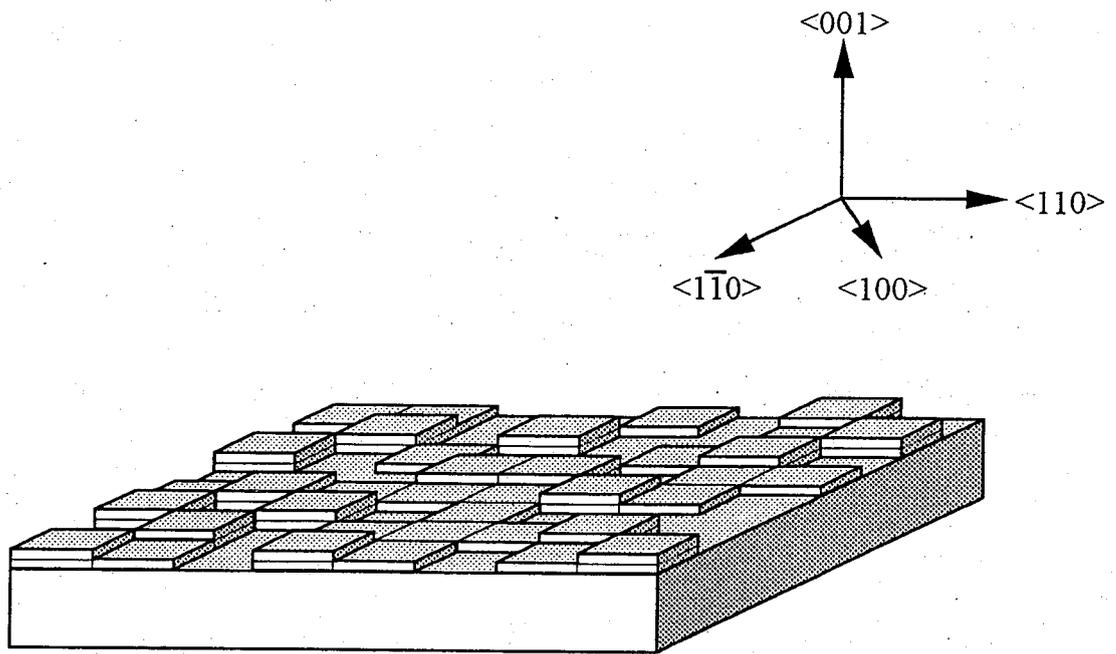
されている^[9]。TCAによる転位密度低減については第5章において詳しく述べる。一方、成長後熱処理では急速熱処理(RTA ; Rapid Thermal Annealing)法等が用いられている。この方法では二段階成長後、900~950℃で10秒の処理を施すことによりPL強度が向上することが確認されているが、転位密度自体はほとんど変化していない^[10]。

以上の方法は、それぞれ単独で用いられるよりも複合して用いられることによりその効果が重畳され、より大きな効果が期待できる。

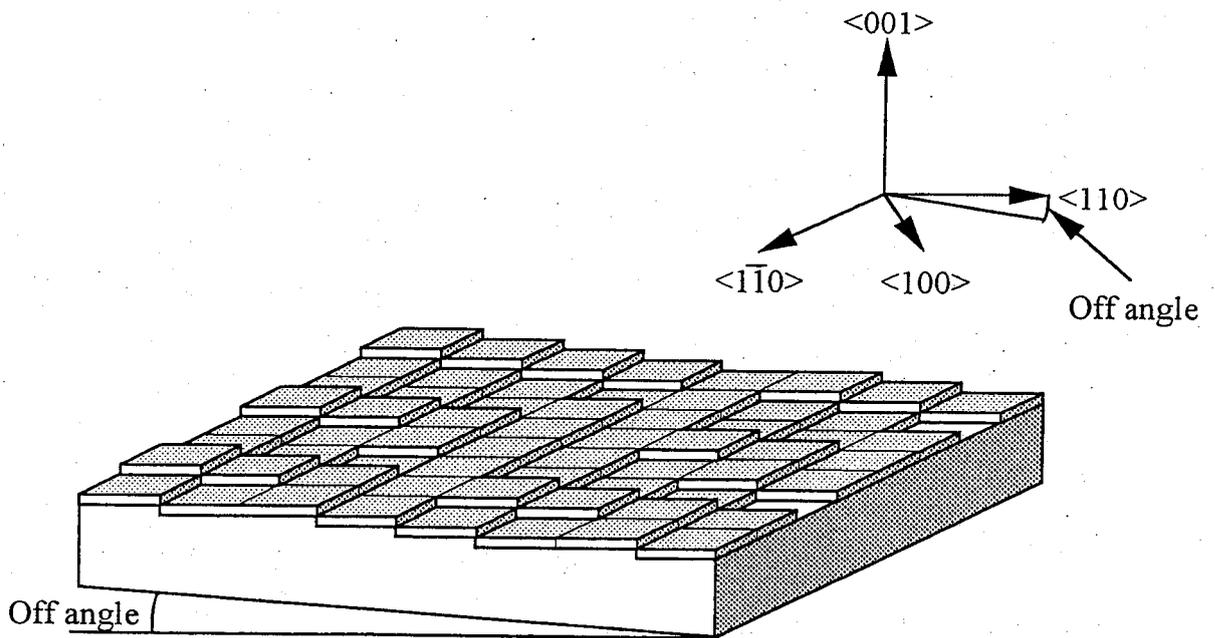
3-4. 本研究における結晶成長法

本研究で採用したSi基板上へのGaAs系材料の成長方法を述べる。結晶成長は高周波加熱方式常圧横型MOCVD装置により行った。Ⅲ族原料にはTMG, TMA及びTMIを、Ⅴ族原料にはAsH₃を用い、ドーパントとしてn型にはH₂Se, p型にはDEZを使用した。キャリアガスはH₂とした。図3.3に本研究で用いたMOCVD装置の模式図を示す。

基板には[011]方向に2°オフした(100)面n型Siを用いた。まず、基板前処理としてアセトン及びメチルアルコールによる超音波洗浄を施し、H₂SO₄ : H₂O₂により基板を酸化させ、その後HF : H₂Oにより酸化膜をエッチングした。基板をリアクターに搬入し、H₂雰囲気中1000℃で10分間のプレヒートを行う。その後、二段階成長のために400℃に降温し、多結晶状のGaAsを12 nm成長する。続いて、750℃でn⁺-GaAsバッファ層を2.1 μm成長する。この際第5章で述べる300~1000℃のTCAを5回導入した。その後の成長は全て750℃で行った。この成長温度シーケンスを図3.4に示す。

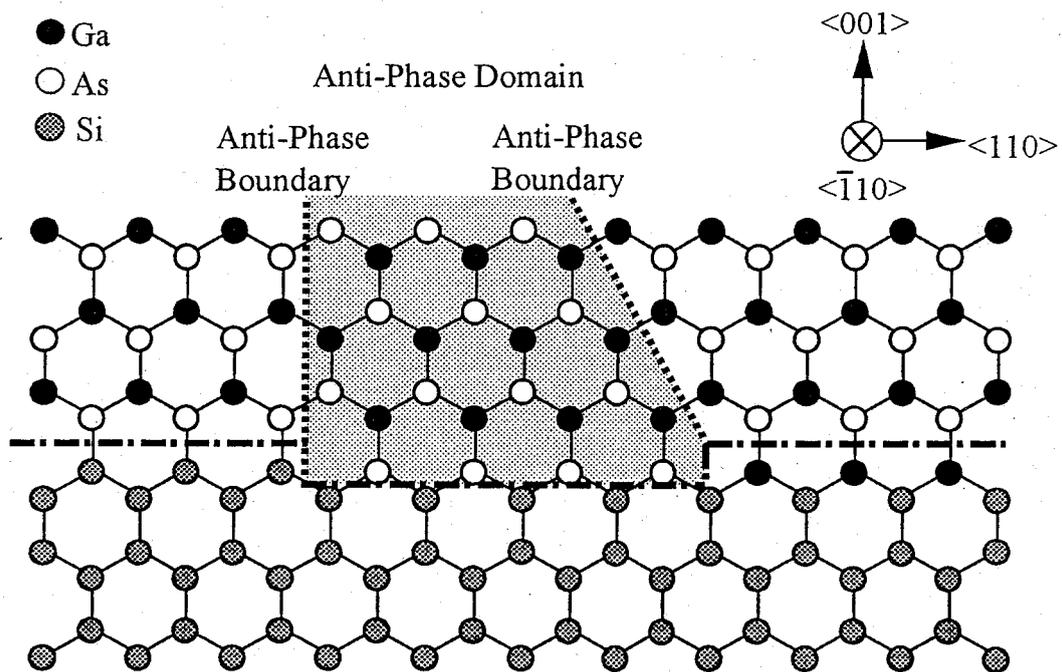


(a) ジャスト基板

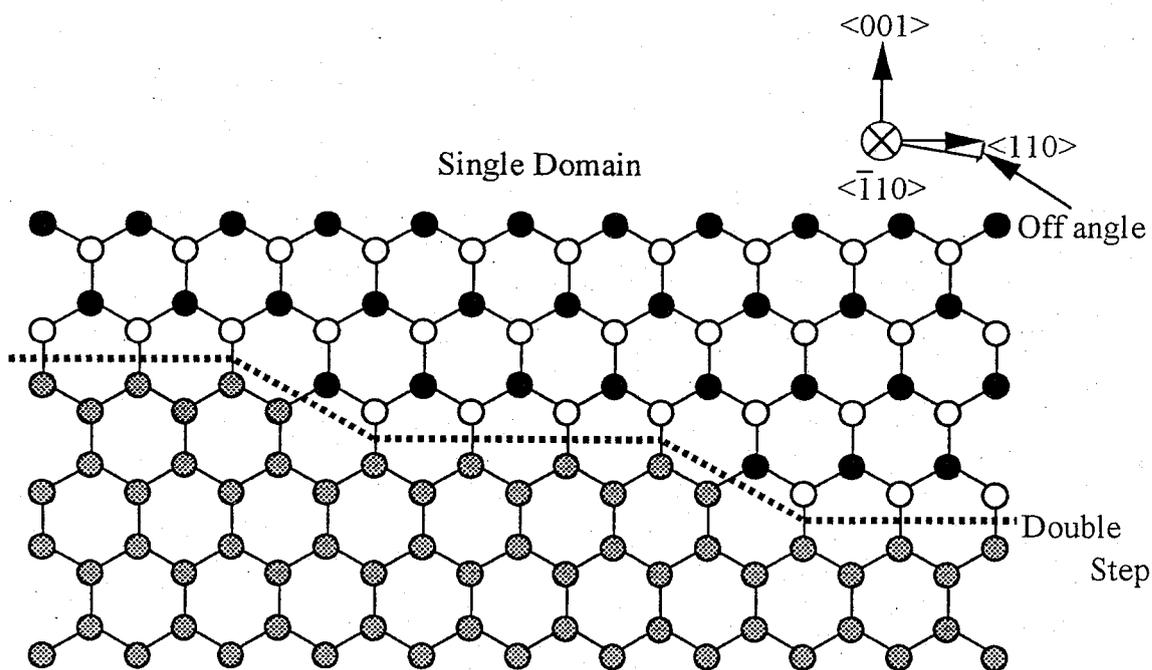


(b) オフ角度を持つ基板

図 3.1 Si 基板



(a) ジャスト基板への成長



(b) off 角度を持つ基板への成長

図 3.2 逆位相領域の発生と微傾斜基板による制御

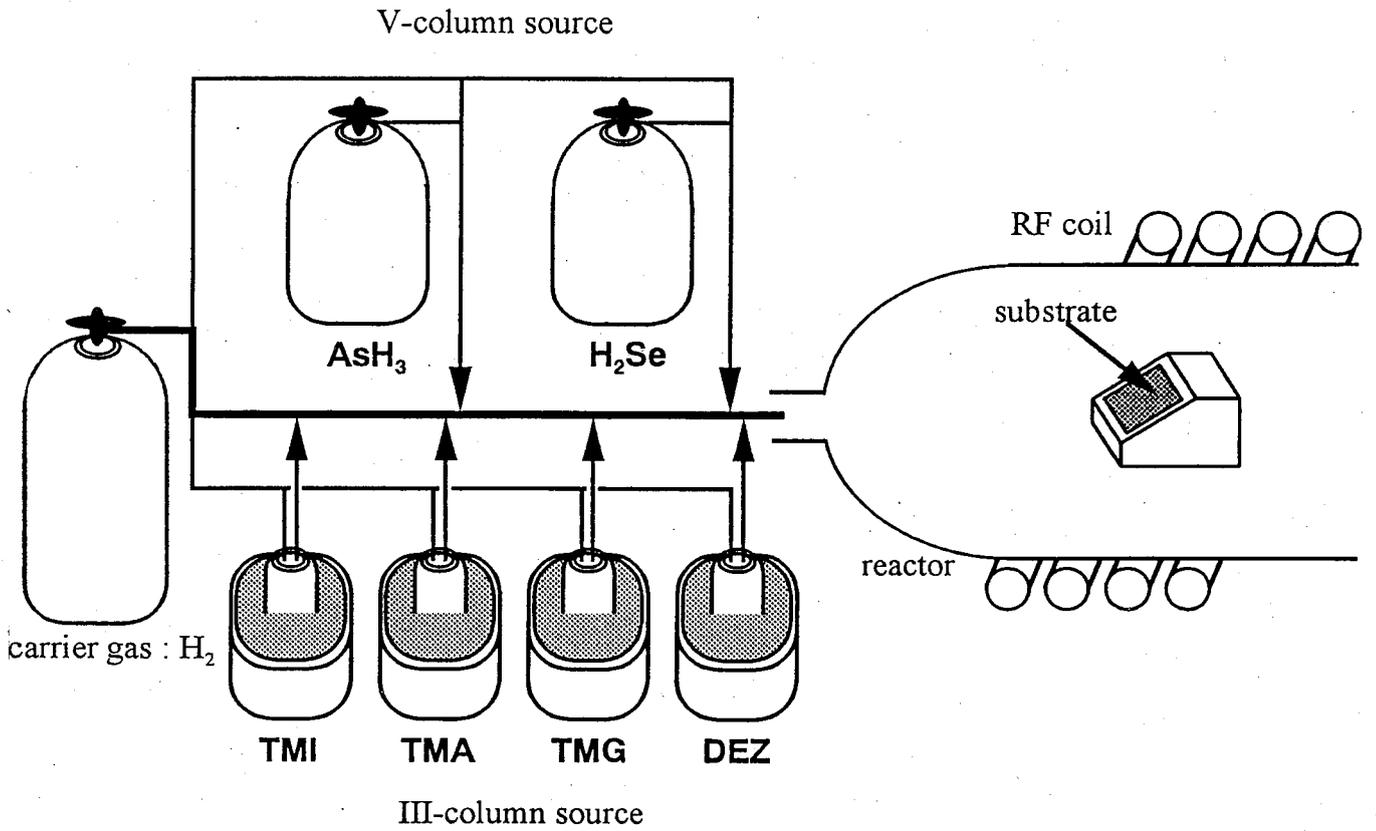


図 3.3 MOCVD 装置の概略図

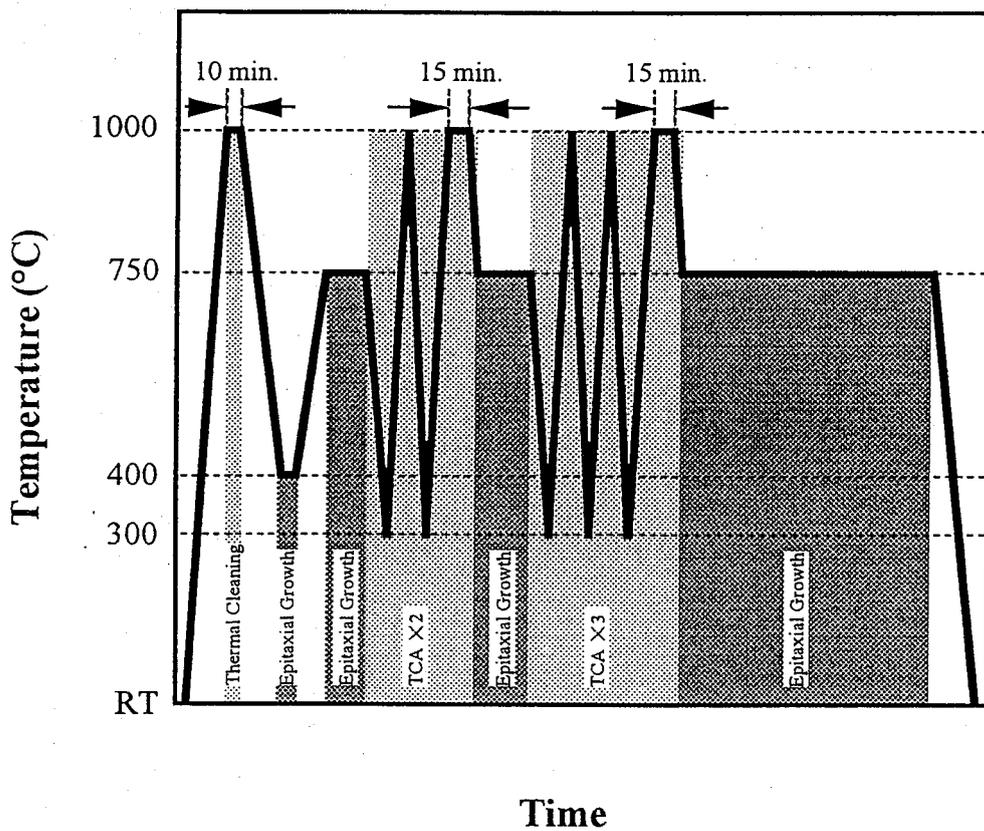


図 3.4 成長温度シーケンス

参考文献

- [1] 赤崎 勇 : III-V族化合物半導体 (培風館)
- [2] O. Ueda, T. Soga, T. Jimbo, and M. Umeno : *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 445 (1989)
- [3] 上田 修 : 応用物理学会誌, **61**, 126 (1992)
- [4] M. Akiyama, Y. Kawarada and K. Kaminishi : *Jpn. J. Appl. Phys.*, **23**, L843 (1984)
- [5] H. Inuzuka, Y. Suzuki, N. Amano and K. Hara : *proc. Mat. Res. Soc. symp.*, **116**, 137 (1988)
- [6] M. Yamaguchi, T. Nishioka and M. Sugo : *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 24 (1989)
- [7] T. Nishimura, K. Mizuguchi, N. Hayafuji, and T. Murotani : *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26**, L1141 (1987)
- [8] T. Soga, S. Sakai, M. Takeyasu and M. Umeno : *Electron. Lett.*, **20**, 916 (1984)
- [9] M. Yamaguchi, M. Tachikawa, Y. Itoh, M. Sugo and S. Kondo : *J. Appl. Phys.*, **68**, 4518 (1990)
- [10] N. Chand, J. Allam, J. M. Gibson, F. Cappaso, F. Beltram, A. T. Macrander, A. L. Hutchinson, L. C. G. Bethea, B. F. Levine and Y. cho : *J. Vac. Sci & Technol.* **B5**, 822 (1987)

第 4 章

光出射側高反射率反射鏡の作製

4-1. はじめに

第 2 章で述べたように、面発光レーザの特性改善のためには高反射率を有する反射鏡を形成することが重要となる。端面発光レーザにおいては主に結晶の劈開面が用いられ、GaAs 活性層を用いたときその反射率は約 32%程度となる。面発光レーザにおいては端面発光レーザと比較して極短共振器構造となるため、基板側・光出射側ともに非常に高い反射率(99%以上)を有する必要がある。

本研究では、面発光レーザ用光出射側反射鏡として用いる誘電体多層膜反射鏡の設計及び作製を行なった。この章では面発光レーザ用光出射側反射鏡として用いられる種々の反射鏡の特徴について、また作製した MgF_2/ZnS 多層膜反射鏡の特性について述べる。

4-2. 光出射側反射鏡の種類

光出射側反射鏡に用いられる反射鏡にはさまざまな種類が存在する。本研究室においても高反射率を得るために種々の反射鏡を用いて実験が行われてきた。これらの反射鏡は金属薄膜反射鏡、金属薄膜+誘電体薄膜複合反射鏡、半導体多層膜反射鏡、誘電体多層膜反射鏡に大別することができる。

4-2-1. 金属薄膜反射鏡

金属薄膜反射鏡は電流を流すことが可能なため、反射鏡と同時に電極としての役割を果たすことが可能である。また、真空蒸着法により容易に形成が可能であるという長所も有する。用いることができる金属の種類としては Al, Ag, Au 等が挙げられる。

Al は容易に蒸発させることができ、紫外・可視・赤外域で高い反射率を有する。付着性にも優れているため、反射コーティング用に使用される。Ag は 400 nm よりも長波長領域で Al よりも高い反射率を有するため、広く用いられてきた。しかし、大気にさらされると硫化銀が形成され、その反射率が低下する^[1]。そのため短期間のみ使用に適している。Au は可視光領域において反射率が急激に低下するが、GaAs 系活性領域を用いる際に重要となる赤外領域では高い反射率を有する。

本研究室で作製する面発光レーザーは $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 系活性層を用いており、その発振波長は 850~945 nm 程度 ($x = 0\sim 0.15$) となる。本研究室ではこの波長域において高反射率かつ特性劣化が少ない Au を採用してきた。波長 850 nm における Au 薄膜反射鏡の理論反射率及び透過率の Au 膜厚依存性を図 4.1 に示す。なお、以下の計算に用いた屈折率は文献の値を参照した^{[2][3][4]}。

金属薄膜反射鏡を用いる場合、大きな欠点となるのがその吸収の大きさである。図 4.1 において、反射率と透過率を加えても 1 にならないのは吸収によるものである。また、Au の膜厚増加による反射率の増加は 94% 程度で飽和してしまい、その際透過率は限りなく 0 に近づく。面発光レーザーの光出射側反射鏡にはある程度の透過率が必要となるため、Au の膜厚は 70 nm 程度に抑える必要がある。このときの理論反射率は 93.6% となる。これは他の反射鏡と比較して低い値であるため、本研究室において現在は特性比較用以外としては用いられていない。

4-2-2. 金属薄膜+誘電体薄膜複合反射鏡

金属に誘電体を組み合わせることによって、干渉反射により金属単体の反射率より高い反射率を得ることができる。用いる誘電体としては近赤外域で屈折率が小さく、かつ吸収のない材料が望ましく、 CaF_2 , MgF_2 及び SiO_2 などが用いられる。設計波長を 850 nm とし、 SiO_2 の膜厚を $\lambda/4n$ (145.5 nm) としたときの波長 850 nm における複合反射鏡

の理論反射率及び透過率の Au 膜厚依存性を図 4.2 に示す。図 4.2 より、Au の膜厚を 70 nm としたときの理論反射率は 98.4% となり、金属薄膜に誘電体を一層加えるだけで最高反射率が 5% 程度増加することがわかる。ただし、Au 反射鏡を用いる場合と同様にある程度の透過率を得るため、Au の膜厚は 55 nm 程度に抑える必要がある。その際の反射率は 98.1% となる。また、Au 薄膜 (70 nm) 反射鏡及び SiO₂ 薄膜 (145.5 nm) + Au 薄膜 (55 nm) 反射鏡の反射率分光特性の波長依存性を図 4.3 に示す。SiO₂ 薄膜 + Au 薄膜複合反射鏡は Au 薄膜反射鏡と比較して可視光域で低反射率になるものの、In_xGa_{1-x}As ($x = 0 \sim 0.15$) 活性層において重要となる近赤外域では常に高反射率となることがわかる。

4-2-3. 半導体多層膜反射鏡

第 2 章で述べたように、屈折率の異なる 2 種類の膜をそれぞれ $\lambda/4n$ の膜厚で交互に積み重ねると高反射率を有する反射鏡を作製することができる。その材料として半導体を用いたものが半導体多層膜反射鏡である。半導体多層膜反射鏡は結晶成長中に形成でき、高い膜厚制御性を有する結晶成長法を用いれば、多層膜のペア数を増加させることにより 99% 以上の高い反射率を実現することが可能である。また、不純物をドーピングすれば電流を流すことができ、光吸収も金属反射鏡と比較して小さいといった特徴を有しているため、面発光レーザの反射鏡として非常に有用であるといえる。本研究ではこの半導体多層膜反射鏡を基板側反射鏡として用いている。図 4.4 に本研究室における Si 基板上面発光レーザにおいて用いられている、AlAs/Al_{0.1}Ga_{0.9}As 半導体多層膜反射鏡の設計波長 870 nm における理論反射率及び透過率のペア数依存性を示す。図より、20 ペア程度で 99.9% 程度の高い理論反射率を得られることがわかる。しかし、多層膜の各界面に存在するラフネスによる散乱損失や、多層膜各層の膜厚の設計値からのずれにより、反射率の実測値は理論値よりも小さくなる。そこでマージンをとって多層膜のペア数は 23 ペアとして作製を行っている。

Si 基板上面発光レーザへの応用を考えると、光出射側反射鏡として半導体多層膜反射鏡を用いることは困難である。その理由として p 型ドーピングの半導体多層膜反射鏡は高抵抗となる実験結果が過去に得られており、また Si 基板上面発光レーザを想定しているため、クラック発生の問題などから成長層の総膜厚をなるべく薄くする必要がある

ためである。

4-2-4. 誘電体多層膜反射鏡

誘電体多層膜反射鏡は原理的には半導体多層膜反射鏡と同じであるが、光吸収がなく、屈折率差の大きな 2 種類の材料が選択できるため、数ペア程度で高反射率を有し、かつ高反射率帯域幅の広い反射鏡の形成が可能である。用いる誘電体材料の組み合わせとしては SiO_2 と TiO_2 、 MgF_2 と ZnS 、 CaF_2 と ZnSe などが挙げられる。これらの誘電体多層膜反射鏡の波長 850 nm における反射率のペア数依存性を図 4.5 に示す。図 4.4 より、 CaF_2/ZnSe の組み合わせならば 6 ペア程度で、 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 、 MgF_2/ZnS の組み合わせならば 7 ペア程度で 99.9% の理論反射率が得られることがわかる。誘電体の形成は主に真空蒸着法を用いて行う。

4-3. 誘電体多層膜反射鏡の作製

従来、本研究室において面発光レーザを作製する際には SiO_2/Au 誘電体薄膜+金属薄膜複合反射鏡が用いられてきた。この反射鏡の反射率特性を理論値と併せて図 4.6 に示す。Si 基板上 GaAs 系レーザにおける主な設計発振波長である 870 nm 程度において、その反射率は 77% 程度という値であった。理論値との大幅なずれは、 SiO_2 薄膜を形成するスパッタ装置に膜厚をモニターする機構がないことにより、膜厚の制御性に問題があるためであると思われる。また、 SiO_2 薄膜をスパッタ装置で形成し、大気に曝した後真空蒸着装置により Au 薄膜を形成しているため、 SiO_2 薄膜上に不純物が付着している可能性も考えられる。

高反射率特性を有する反射鏡を形成するため、本研究では 4-2-4 節でとりあげた誘電体多層膜反射鏡を採用した。本研究で用いた真空蒸着装置は酸素導入を行うことができないため、 SiO_2 や TiO_2 の形成においては酸素不足のため低損失の膜を得ることが困難である。特に TiO_2 膜は酸素導入の有無により吸収係数の値が大幅に異なるとの報告がある^[5]。また、本研究室における実験より CaF_2 膜を真空蒸着法により形成すると、その膜は鋸状に形成されるということが確認されている^[6]。多層膜界面における膜の平坦性の悪化は散乱損失による反射率の低下を招くと考えられるため、反射鏡として用

いることは難しい。よって本研究では用いる誘電体材料の組み合わせとして MgF_2/ZnS を採用した。この組み合わせの利点として、 MgF_2 膜は膜内に引っ張り応力を持つのに対し、 ZnS 膜は圧縮応力を有するため、相殺作用により総合的な応力を減少させることができるということが挙げられる^[11]。

多層膜の形成は真空蒸着装置を用いて行った。 MgF_2 膜は膜内に強い引っ張り応力を持ち、この応力は膜厚や形成レートに強く依存することが報告されている^{[11],[7]}。 GaAs 基板上に MgF_2 膜、 ZnS 膜共に形成レート約 $1.5 \text{ \AA}/\text{sec}$ 、基板温度 250°C として EB (Electron Beam) 蒸着法により形成を行った。設計中心波長は 850 nm とし、 MgF_2 膜の設計膜厚を 1540 \AA 、 ZnS 膜の設計膜厚を 916 \AA とした。 GaAs 基板上に作製した MgF_2/ZnS 4 ペア、6 ペア及び 7 ペア多層膜反射鏡の反射率特性を図 4.7 に示す。設計中心波長前後における反射率はペア数の増加につれ大きくなっていることがわかる。6 ペアの反射鏡において波長 780 nm 程度において見られる反射率の減少は、膜厚誤差により長波長側にピークがずれているために発生したものである。7 ペア積層することにより最高反射率 99.8% を得ることができた。また MgF_2/ZnS 4 ペア多層膜反射鏡の断面を断面走査型電子顕微鏡 (SEM ; Scanning Electron Microscopy) を用いて観察した。その断面 SEM 像を図 4.8 に示す。図よりほぼ平坦な膜が得られていることが確認できる。 MgF_2/ZnS 7 ペア多層膜反射鏡の反射率を理論値とともに図 4.9 に示す。理論値とのずれは蒸着器の膜厚計により計測される膜厚と実際に積層される膜厚に誤差があることが原因であると思われる。そのため、マージンをとってペア数を多くする必要があるが、この反射鏡は光出射側反射鏡として用いることを念頭に置いているため、ある程度の透過率が必要となることを考慮し、 99% 程度の反射率が得られるペア数で十分であると思われる。

4-4. まとめ

本章では面発光レーザ用光出射側高反射率反射鏡の設計及び作製について述べた。結晶成長中に形成でき、電流を流すことも可能な半導体多層膜反射鏡を光出射側反射鏡に用いることが望ましいが、p ドープの半導体多層膜反射鏡は高抵抗になること、及び成長層の総膜厚をなるべく薄くする必要があることから半導体多層膜反射鏡を光出射側反射鏡に用いることは難しい。そこで光吸収がなく、数ペア程度で高反射

率かつ広い高反射率帯域幅を持つ反射鏡を形成できる誘電体多層膜反射鏡を採用し、誘電体材料として MgF_2/ZnS の組み合わせを用い最高反射率99.8%を得ることができた。これは従来用いてきた SiO_2/Au 誘電体薄膜+金属薄膜複合反射鏡と比較して大幅な反射率特性の改善となった。

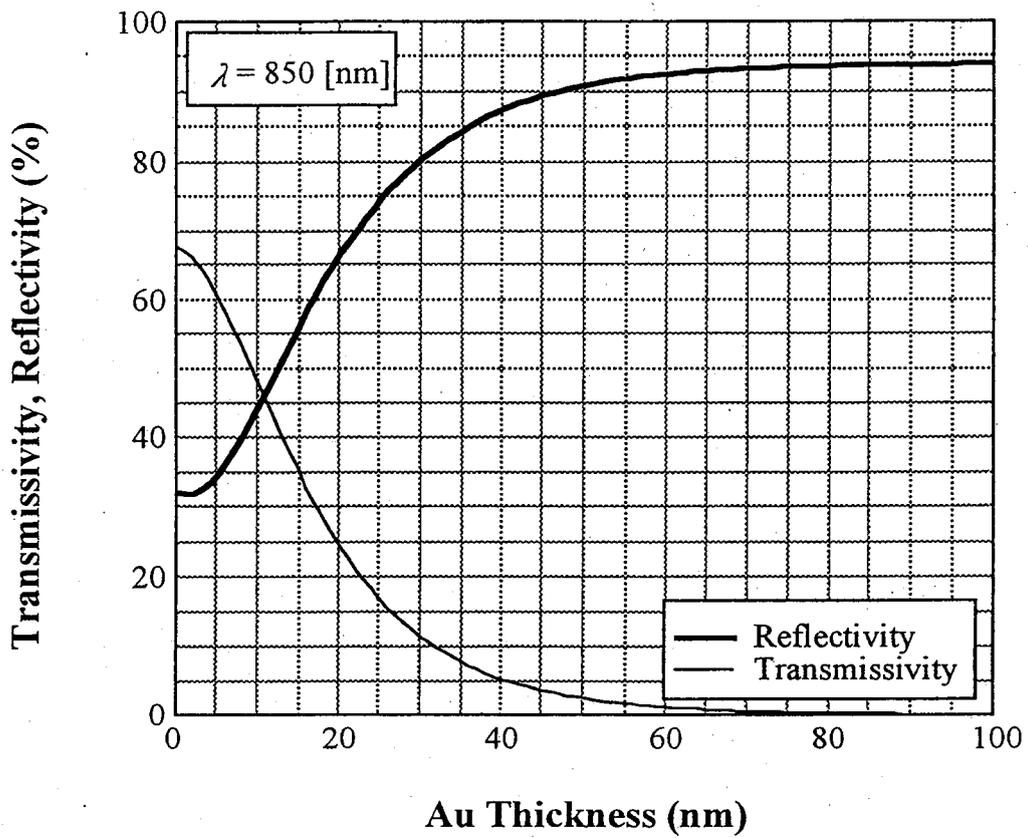


図 4.1 Au 金属薄膜反射鏡の反射率及び透過率の膜厚依存性 (理論値)

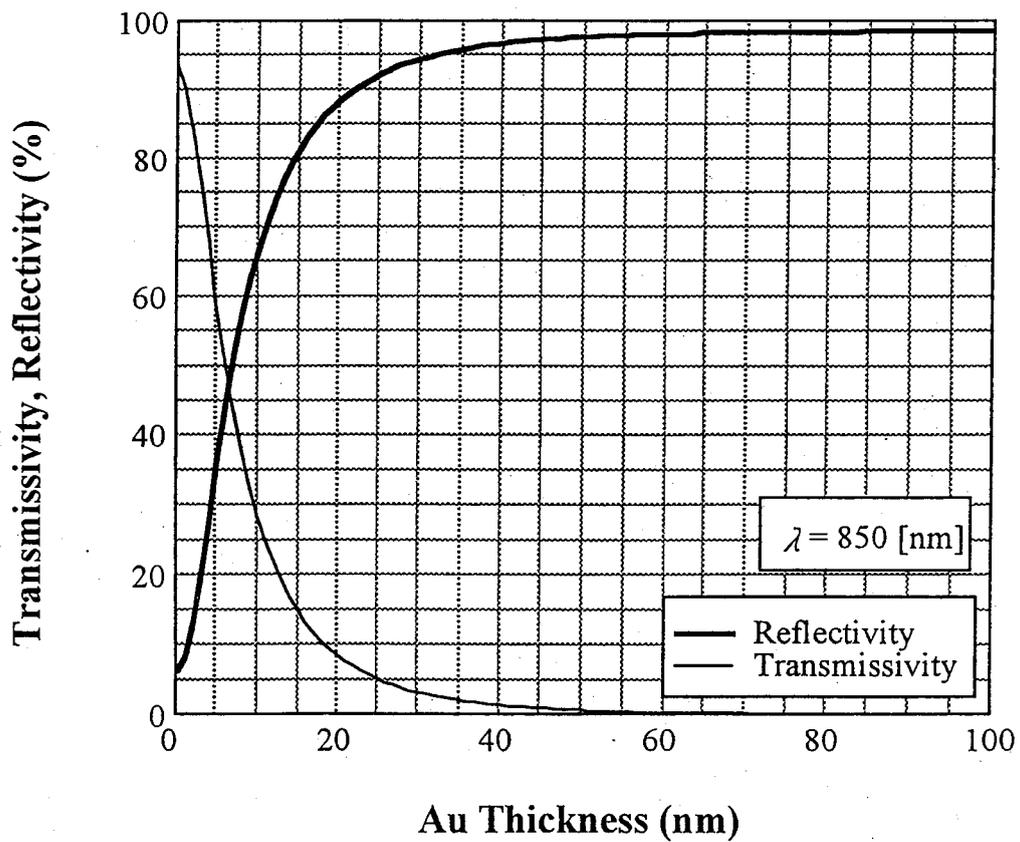


図 4.2 SiO₂(145.5 nm)/Au 複合反射鏡の反射率及び透過率の Au 膜厚依存性 (理論値)

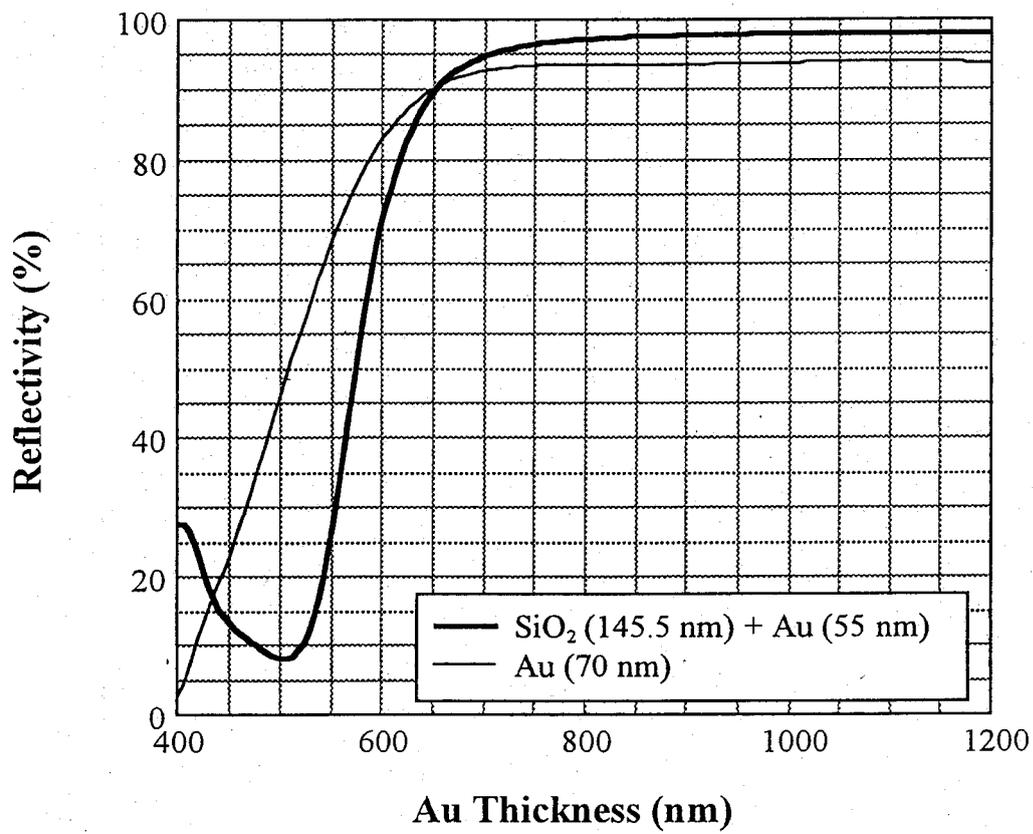


図 4.3 SiO₂/Au 複合反射鏡とAu 金属薄膜反射鏡の反射率波長依存性 (理論値)

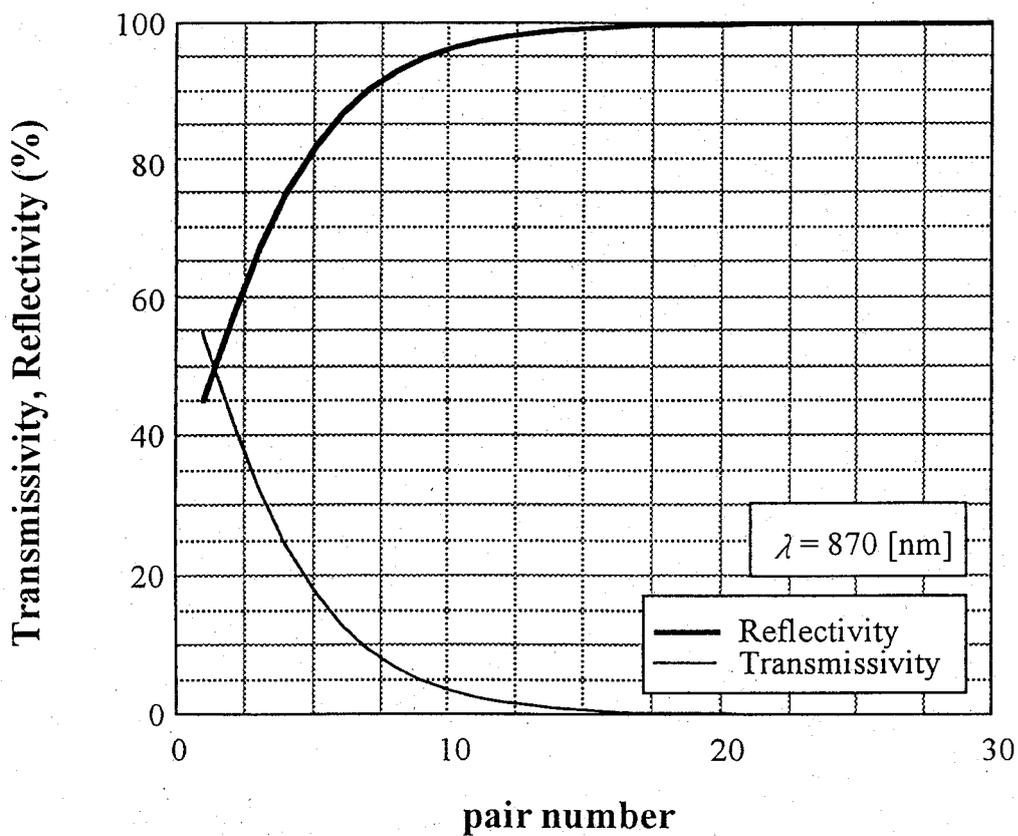


図 4.4 AlAs/Al_{0.1}Ga_{0.9}As 半導体多層膜反射鏡の理論反射率及び透過率ペア数依存性

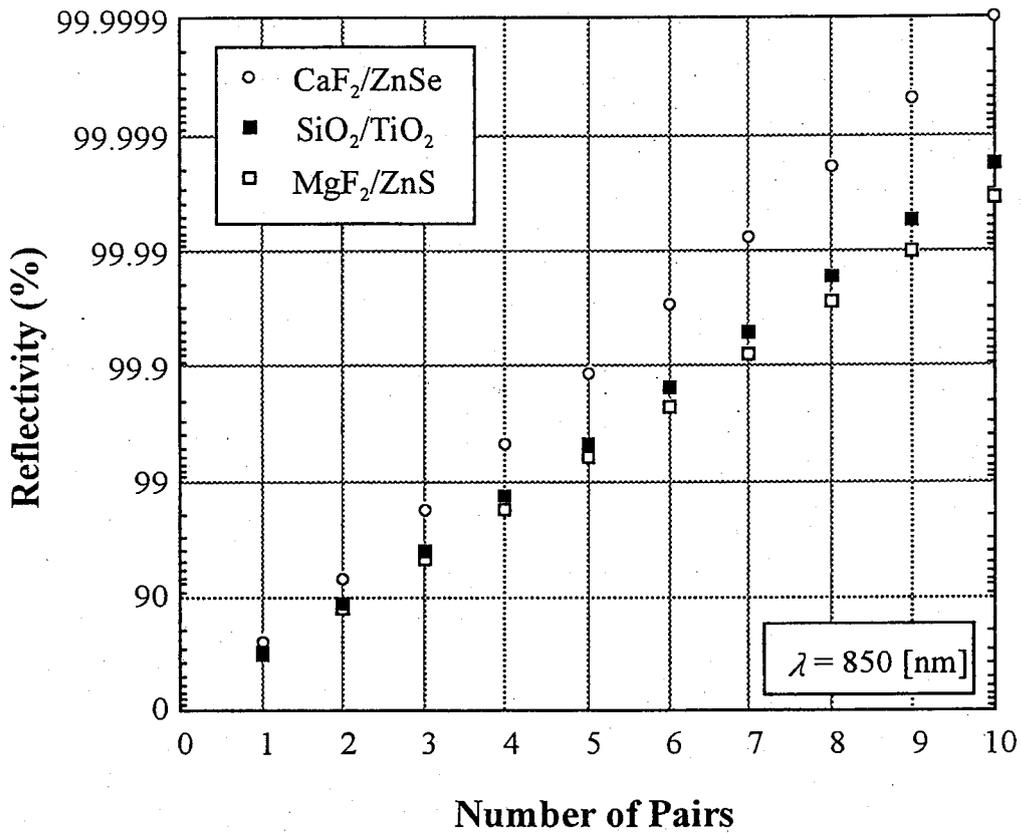


図 4.5 誘電体多層膜反射鏡の反射率ペア数依存性 (理論値)

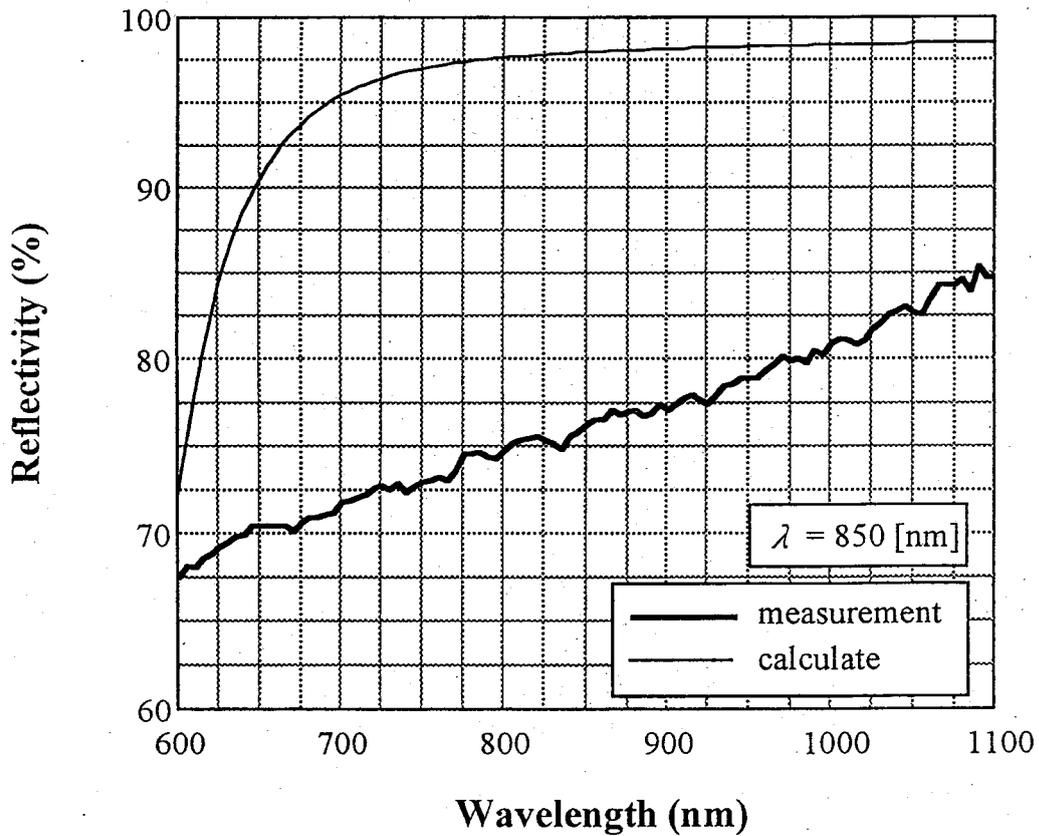


図 4.6 SiO₂/Au 反射鏡の反射率特性

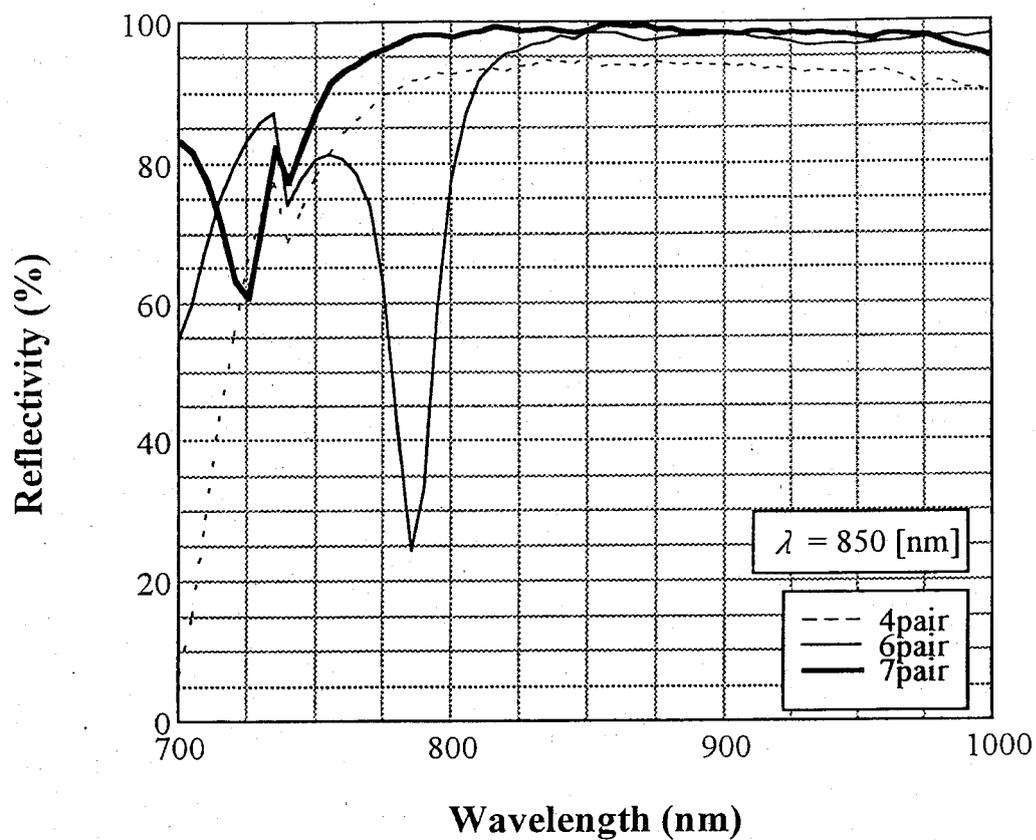


図 4.7 MgF₂/ZnS 多層膜反射鏡の反射率特性

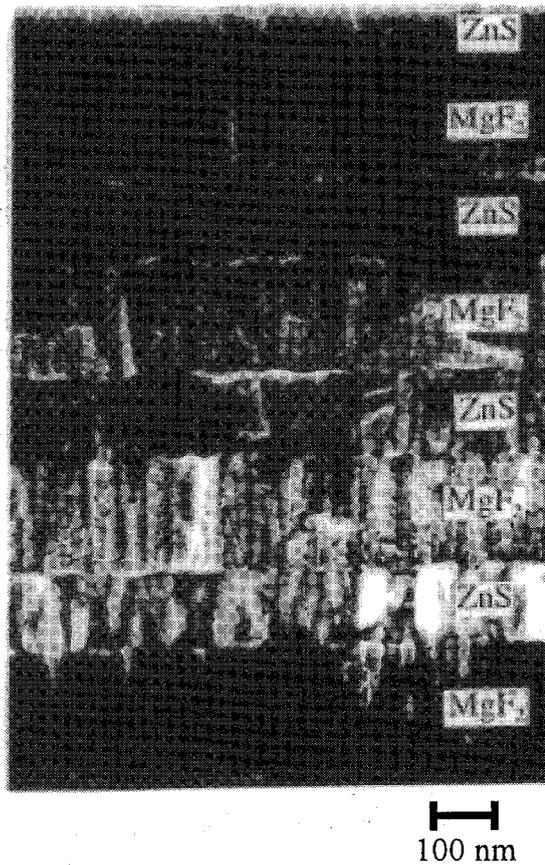


図 4.8 MgF₂/ZnS 4ペア 多層膜反射鏡の断面 SEM 像

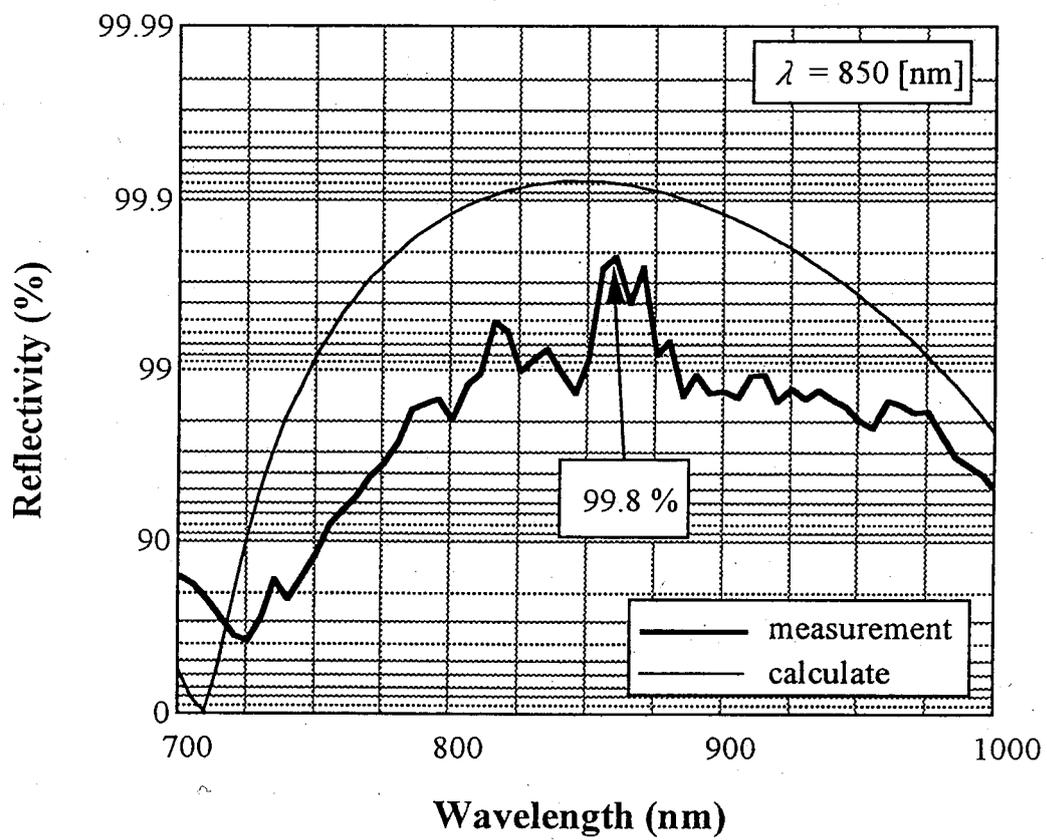


図 4.9 MgF₂/ZnS 7ペア 多層膜反射鏡の反射率特性

参考文献

- [1] H. A. Macleod : *Thin-Film Optical Filters* (日刊工業新聞社)
- [2] P. B. Johnson and R. W. Christy : *Phys. Rev.*, **6**, 4370 (1972)
- [3] 工藤 恵栄 : 基礎物性図表 (共立出版)
- [4] S. Adachi : *Properties of AlGaAs* (IEE)
- [5] J. R. Sites, P. Gilstrip and R. Rujkorakarn : *Optical Engineering*, **22**, 447 (1983)
- [6] 中西 直樹 : 修士論文 (1998)
- [7] A. E. Ennos : *Appl. Optics*, **5**, 51 (1966)